

**EFFET DE L'IRRADIATION
PAR DES PARTICULES ALPHA
SUR L'ARSÉNIURE DE GALLIUM**

Par

LAMIA SELLAMI

Mémoire présenté au Département de physique en vue de l'obtention du grade de maître
ès sciences (M. Sc.)

**Faculté des sciences
Département de physique
UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE**

Sherbrooke (Québec), Canada

Septembre 1999

Le 20 janvier 2000, le jury suivant a accepté ce mémoire dans sa version finale.
date

Président-rapporteur: M. Serge Jandl
Département de physique

Membre: M. Marcel Aubin
Département de physique

Membre: M. René Côté
Département de physique

Membre: M. Cosmo Carlone
Département de physique

Dédicace personnelle

À mes parents

À mes frères et sœurs

À mon mari

À mon ange Yesmine

SOMMAIRE

Dans ce travail, on présentera l'étude de l'effet de l'irradiation par les particules alpha énergétiques sur l'arséniure de gallium (GaAs). Dans ce but, on a exposé des échantillons dopés 'n' au silicium avec des densités de 10^{16} Si/cm³ et de 10^{15} Si/cm³ ainsi que des échantillons non dopés, à des fluences (particule/cm²) allant de 10^{10} à 10^{16} alpha/cm². On a entrepris, pour caractériser cet effet d'irradiation, des mesures optiques de photoluminescence et des mesures électriques d'effet Hall.

Les mesures optiques de photoluminescence effectuées sur les échantillons dopés 'n' au silicium avant et après irradiation montrent que cette dernière introduit deux défauts accepteurs, à savoir le V_{Ga} (lacune de gallium) et le Si_{As} (silicium sur le site d'arsenic). Les mêmes mesures effectuées sur les échantillons non dopés prouvent que l'irradiation donne naissance à l'impureté de germanium. Celle-ci provient de la transmutation nucléaire du gallium en germanium.

Les mesures électriques d'effet Hall, effectuées sur les échantillons de type n ont mis en évidence une augmentation de densité de donneurs peu profonds. L'origine de cette augmentation est attribuée à l'effet nucléaire de l'irradiation. Ces mêmes mesures ont montré une inversion du type de dopage pour l'échantillon dopé n avec une densité de 10^{16} Si/cm³, suite à son irradiation avec une fluence de 10^{14} alpha/cm².

REMERCIEMENTS

J'aimerais tout d'abord exprimer ma reconnaissance à mes directeurs de recherche, les Professeurs Marcel Aubin et Cosmo Carlone, qui m'ont toujours fait confiance et m'ont encouragée à surmonter les difficultés tant professionnelles que personnelles. Je tiens aussi à les remercier pour leur soutien, leurs conseils judicieux et leur disponibilité afin de bien mener ce travail.

Par la même occasion, je suis reconnaissante au Centre de recherche en physique de solide (CRPS) et à la Faculté des sciences de l'Université de Sherbrooke, pour l'appui financier qui m'a effectivement aidée durant les phases de ma maîtrise.

Je tiens également à exprimer ma gratitude à mes collègues et spécialement à Nathalie Perret ainsi qu'à tout le personnel du Département de physique de l'Université de Sherbrooke, pour leur aide, leur soutien moral ainsi que la bonne ambiance de travail. Plus particulièrement, je serais reconnaissante à Monsieur Martin Parenteau, assistant de recherche de notre groupe, qui m'a beaucoup aidée surtout durant les premières phases de mes manipulations, qui ont été des phases assez difficiles en physique expérimentale, sans oublier aussi ses conseils constructifs et enrichissants.

Je tiens aussi à remercier mon mari Ahmed, qui n'a pas cessé de m'aider et de m'encourager afin de bien combler cette tâche.

Je ne peux pas passer sans remercier mon ange Yesmine, qui m'a aidée 'indirectement' par sa sagesse, son humour ainsi que par l'ambiance qu'elle crée toujours au foyer. Elle a été vraiment un bébé exemplaire.

TABLE DES MATIÈRES

SOMMAIRE.....	i
REMERCIEMENTS.....	ii
TABLES DE MATIÈRES.....	iii
LISTE DES FIGURES.....	v
LISTE DES TABLEAUX.....	vii
 CHAPITRE 1-INTRODUCTION.....	 1
 CHAPITRE 2 -ASPECTS EXPÉRIMENTAUX.....	 4
2-1 Techniques expérimentales.....	4
2-1-1 Mesure optique de photoluminescence (PL).....	4
2-1-2 Mesures électriques d'effet Hall.....	8
2-2 Échantillons étudiés.....	16
 CHAPITRE 3 - ASPECTS THÉORIQUES.....	 18
3-1 Structure cristalline du GaAs.....	18
3-2 Structure de bande du GaAs.....	19
3-3 Défauts dans le GaAs.....	21
3-3-1 Défauts intrinsèques.....	21
3-3-2 Défauts extrinsèques.....	21
3-3-3 États énergétiques dus aux défauts.....	22
3-4 Théorie de la diffusion des porteurs.....	23
3-4-1 Diffusion par les impuretés ionisées.....	23
3-4-2 Diffusion par le réseau.....	24
3-5 Statistiques d'occupation des donneurs et des accepteurs.....	26

CHAPITRE 4 - PRÉSENTATION ET ANALYSE DES RESULTATS.....	29
4-1 Caractérisation de l'effet d'irradiation par des mesures optiques de photoluminescence.....	29
4-1-1 Analyse et interprétation des spectres de PL du GaAs non dopé.....	29
4-1-2 Analyse et interprétation des spectres de PL du GaAs dopé n.....	35
4-2 Caractérisation de l'effet d'irradiation par des mesures de transport d'effet Hall.....	40
4-2-1 Analyse et interprétation des courbes $n = f(T)$ des échantillons UDS-Si16.....	43
4-2-1 Analyse et interprétation des courbes $n = f(T)$ des échantillons UDS-Si15.....	46
CHAPITRE 5 - CONCLUSION.....	51
BIBLIOGRAPHIE.....	54

LISTE DES FIGURES

Figure 2-1 :	Représentation schématique de quelques transitions observées en PL.....	5
Figure 2-2 :	Représentation schématique de l'appareillage de la photoluminescence.....	7
Figure 2-3 :	Représentation schématique de l'effet Hall.....	8
Figure 2-4 :	Dépôt des contacts ohmiques Au-Ge aux quatre coins de l'échantillon.....	10
Figure 2-5 :	Configurations de mesure de la résistivité avec la méthode VDP.....	12
Figure 2-6 :	Configurations de mesure de coefficient de Hall ' R_H ' avec la méthode VDP.....	13
Figure 2-7 :	Schéma du montage destiné pour la méthode VDP.....	15
Figure 3-1 :	Maille conventionnelle du GaAs de volume A^3	18
Figure 3-2 :	Structure de bande du GaAs (les valeurs des énergies et du gap sont celles à la température ambiante).....	20
Figure 4-1 :	Spectres de PL à 4.8°K pour les échantillons AKT irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV et recuits à 550 °C.....	30
Figure 4-2 :	Spectres de PL à 4.8 °K pour les échantillons AKT irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV et recuits à 550 °C, (balayage dans la gamme d'énergie où les nouveaux pics apparaissent suite à l'irradiation).....	32
Figure 4-3 :	Spectres de PL à 4.8 °K pour les échantillons UDS-Si16 irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV et recuits à 550 °C.....	36
Figure 4-4 :	Spectres de PL à 4.8°K pour des échantillons UDS-Si15 irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV et recuits à 550 °C.....	37
Figure 4-5 :	Spectres de PL à 4.8°K pour les échantillons UDS-Si15 irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV	

et recuits à 550 °C, (balayage dans la gamme d'énergie où les nouveaux pics apparaissent suite à l'irradiation).....	39
Figure 4-6 : Courbes de variation de la densité de porteurs, en fonction de la température des échantillons UDS-Si16, irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV et recuits à 550 °C.....	44
Figure 4-7 : Courbes (expérimentales) de variation de la mobilité des porteurs, en fonction de la température, des échantillons UDS-Si16, irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV et recuits à 550 °C.....	47
Figure 4-8 : Courbes de variation de la densité de porteurs en fonction de la température, des échantillons UDS-Si15, irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV et recuits à 550 °C.....	49

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3-1 : Dimensions de la cellule unité, densité atomique et densité cristalline à $T = 300$ K, pour le GaAs [29].....	19
Tableau 3-2 : Valeurs d'énergies d'ionisation, mesurées pour des impuretés donneurs et accepteurs dans le GaAs [23].....	22
Tableau 4-1 : Caractérisation des principales réactions nucléaires, qui peuvent se produire dans le GaAs, irradié avec des particules alpha d'énergie 15 MeV.....	33
Tableau 4-2 : Résultats de la modélisation des courbes de densité de porteurs en fonction de la température, pour les échantillons UDS-Si16.....	45
Tableau 4-3 : Résultats de la modélisation des courbes de densité de porteurs en fonction de la température, pour les échantillons UDS-Si15.....	48

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

L'étude de l'effet de l'irradiation sur les propriétés électriques et optiques des semiconducteurs a fait l'objet de nombreux travaux depuis plusieurs décennies. Les premières études sur ces effets ont été effectuées au début des années cinquante sur le germanium vu la bonne qualité des échantillons disponibles. Au cours des années soixante, d'autres travaux de l'effet de l'irradiation sur les propriétés électriques et optiques ont été entrepris sur le silicium en raison du développement de l'industrie des transistors formés à partir de ce matériau. Avec l'amélioration des méthodes de croissance et avec l'introduction des matériaux épitaxiés dans les circuits industriels, il y a eu une reprise de cette activité au cours des dernières années qui a été motivée par les besoins de la recherche spatiale.

En effet, l'espace environnant contient des radiations naturelles à savoir les ions lourds, les protons, les électrons et les particules alpha. Ces dernières peuvent dégrader les performances des composantes des systèmes électroniques faites à base de semiconducteurs. En fait, elles peuvent causer des dommages de déplacement en déplaçant les atomes du cristal de leurs sites normaux. Comme exemples de défauts de déplacement, on peut citer les lacunes, les interstitiels et les antisites. La particule irradiante peut interagir avec les orbitales atomiques et engendrer ainsi une ionisation des atomes du cristal. Il faut signaler que la particule irradiante peut dans certaines conditions attaquer les noyaux et produire ainsi, des réactions nucléaires qui donnent de nouveaux isotopes. Un tel processus s'appelle transmutation par effet nucléaire.

Les imperfections et les impuretés jouent un rôle très important dans les propriétés électriques et optiques des semiconducteurs. Ainsi leur identification a été un domaine d'intérêt pour plusieurs chercheurs. Durant les trois dernières décennies l'arséniure de gallium a été le semiconducteur le plus étudié. En effet, ce dernier possède deux

caractéristiques très importantes, à savoir, une grande mobilité des porteurs (sept fois plus grande que celle du silicium) et un gap direct. Ces caractéristiques ont rendu ce matériau très prometteur pour répondre aux nouvelles exigences dans les domaines des hautes fréquences et de l'optoélectronique.

Des travaux faits par D.V. Lang et al [1, 2] ont pu montrer que l'irradiation par des électrons et l'implantation de protons donnent naissance à cinq défauts profonds dans la moitié supérieure de la bande interdite et à cinq autres défauts profonds dans la moitié inférieure. Ces défauts sont répertoriés respectivement E_1 à E_5 et H_1 à H_5 . Des mesures de DLTS (spectroscopie transitoire des niveaux profonds) ont été faites sur des matériaux irradiés avec des neutrons rapides et ont confirmé que l'antisite d'arsenic As_{Ga} est créé par ce type d'irradiation [3]. Des études menées par l'équipe de Bourgoin [4] ont prouvé par des mesures de DLTS et par des mesures de RPE (résonance paramagnétique électronique) que l'irradiation aux électrons introduit dans le GaAs un défaut donneur qui est attribué à la lacune d'arsenic V_{As} .

D'autre part, il a été rapporté par certains auteurs que l'irradiation n'est pas toujours un phénomène destructif pour le GaAs. En effet Aukermann et Graft [5] ainsi que Ghamlouch et al [6] ont trouvé que la mobilité du GaAs irradié avec des électrons augmente aux faibles fluences (nombre de particule irradiante par cm^2). De même et grâce à des mesures optiques de réflectance effectuées sur le GaAs irradié avec des neutrons d'énergie 1 MeV, Parenteau et al [7] ont remarqué un affinement des pics excitoniques aux faibles fluences, donc une qualité accrue du matériau. Ceci est bien compatible avec une augmentation de la mobilité ainsi qu'avec une augmentation du temps de vie des porteurs.

Parallèlement à ces travaux consacrés principalement à l'étude des dommages causés par irradiation, d'autres se sont orientés vers l'étude de la possibilité du dopage du GaAs par transmutation nucléaire. Il s'est avéré que cette technique de dopage est très fiable pour l'obtention d'une concentration de dopant précise et contrôlable. En effet, des études faites par Mirianashvili et al [8] ont montré que la concentration des impuretés

introduites par irradiation du GaAs avec les neutrons lents peut être prévisible avec une incertitude de 10 %. Cette prévision se fait à partir des données nucléaires, à savoir la section efficace de capture de la particule irradiante par les atomes du cristal, le flux et la dose de l'irradiation. D'autre part, les semiconducteurs dopés par transmutation nucléaire possèdent une bonne uniformité des propriétés électriques en profondeur. Ceci est dû au fait que la particule irradiante est très pénétrante. En fait, la profondeur de sa pénétration est de l'ordre de quelques centaines de μm alors que l'épaisseur des couches épitaxiales est de l'ordre de quelques μm [9]. Il a été démontré par Satoh et al [10] que les valeurs de la résistivité, de la densité de porteurs et de la mobilité de Hall demeurent constantes en profondeur dans une marge d'erreur de 5 % pour le GaAs dopé suite à l'irradiation avec des neutrons thermiques.

Le dopage du GaAs par transmutation nucléaire pourra se faire en l'irradiant, soit par des neutrons, par des rayons γ , ou bien par des particules chargées comme les protons et les particules alpha [11, 12]. En fait, toutes ces particules peuvent provoquer des réactions nucléaires avec les atomes de gallium et d'arsenic. Toutefois, la majorité des tentatives de dopage est faite par les neutrons [8, 10, 13-17]. Jusqu'à présent, il n'y a que peu de travaux qui se sont intéressés au dopage par des particules autre que les neutrons [12, 18]. Ainsi, dans le présent travail, on essaiera d'examiner la possibilité de doper le GaAs en l'irradiant avec des particules alpha énergétiques (15 MeV) et en parallèle, on essaiera d'identifier certains dommages qui pourront être causés par ce type d'irradiation.

Le chapitre 1 constitue une introduction. Le chapitre 2 décrit les techniques utilisées lors de notre étude. Un aperçu théorique est présenté dans le chapitre 3. Pour concrétiser notre travail, des analyses ainsi que l'interprétation de résultats font l'objet du chapitre 4. Enfin nous concluons au chapitre 5.

CHAPITRE 2

ASPECTS EXPÉRIMENTAUX

2-1 Techniques expérimentales

Comme mentionné au chapitre 1, l'interaction de la particule irradiante avec les atomes du cristal crée des dommages de déplacement. Elle peut donner naissance également à des nouvelles impuretés. Ces dommages ainsi que ces impuretés constituent des défauts pour les semiconducteurs.

Lors de notre étude de l'effet de l'irradiation par les particules alpha sur le GaAs et pour caractériser les défauts créés, nous avons utilisé deux méthodes d'analyse, la photoluminescence (PL) et les mesures de transport d'effet Hall. Comme on le verra au chapitre 4, en analysant les résultats de mesure, il s'agit bien de deux méthodes d'analyse complémentaires.

2-1-1 Mesure optique de photoluminescence (PL)

La photoluminescence est une technique optique d'analyse non destructive. Elle permet d'étudier les propriétés intrinsèques et extrinsèques des semiconducteurs de façon qualitative. L'avantage de cette technique par rapport aux techniques classiques de caractérisation (effet Hall), est qu'elle permet de déterminer la nature chimique des impuretés.

Principe de la photoluminescence

La photoluminescence est un rayonnement optique émis par un système physique placé hors équilibre par une excitation lumineuse. Dans notre cas, nous avons utilisé la

lumière produite par un laser argon comme source d'excitation. L'énergie de la raie de cette lumière est supérieure à celle du gap de nos échantillons. Nous excitons les électrons de la bande de valence à la bande de conduction. Nous créons ainsi des paires électron-trou. Ces paires sont soit des excitons, soit des porteurs libres. Après excitation les électrons retournent aux états de plus basses énergies en émettant un photon ou un phonon. L'ensemble des recombinaisons radiatives constituent le spectre de PL. La figure 2-1 montre quelques transitions observées en PL et qui sont pertinentes pour le reste de notre travail.

On distingue la transition (FE), celle-ci est due à la recombinaison des excitons libres [19]. On peut avoir aussi les transitions bande-niveau d'impureté. Il s'agit notamment de la transition (D-h) résultant de la recombinaison d'un donneur et d'un trou de la bande de valence et de la transition (e-A) qui est due à la recombinaison d'un électron de la bande de conduction et d'un accepteur. Il y a aussi la transition (DAP) qui résulte de la recombinaison d'un donneur et d'un accepteur.

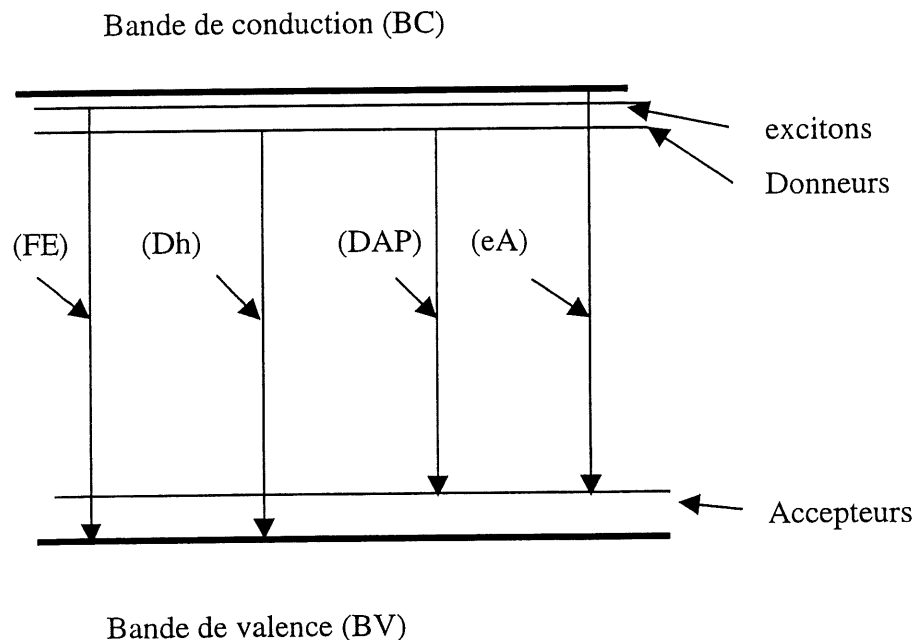


Figure 2-1 : Représentation schématique de quelques transitions observées en PL

Appareillage

Les mesures optiques de photoluminescence sont effectuées grâce à un appareillage décrit de façon schématique sur la figure 2-2. La source d'excitation est formée d'un laser à argon (Spectra-Physics 2016-06) qui excite un laser titane-saphir (Spectra-Physics 3900). La raie issue de laser titane-saphir, rencontre un atténuateur qui réduit sa puissance à 2mW. Un jeu de miroirs permet d'orienter le faisceau lumineux sur les échantillons. Ces derniers sont collés sur un porte-échantillons qui est vissé sur la tête froide d'un cryostat. La température de la tête froide est mesurée avec une diode de silicium ou à l'aide d'un thermocouple (Lake Shore DT-470-SD-13) qui sont fixés tous les deux près du porte-échantillons. Le système de pompage est formé d'une pompe mécanique qui permet d'atteindre un vide de l'ordre de 10^{-3} torr et d'une pompe à diffusion qui améliore ce vide en atteignant ainsi un vide de l'ordre de 10^{-5} torr.

La luminescence émise par l'échantillon est focalisée par une lentille convergente sur la fente d'entrée d'un monochromateur. Dans ce dernier, la luminescence est dispersée par un réseau actionné par un moteur et qui permet un balayage spectral dans la gamme des longueurs d'onde variant de 400 à 900 nm. Le signal à la sortie du monochromateur est détecté à l'aide d'un photomultiplicateur dont la zone de sensibilité se situe entre 300 et 900 nm. Ce détecteur est constamment refroidi afin de diminuer le bruit. Le signal détecté est ensuite amplifié, tout d'abord à l'aide d'un préamplificateur puis à l'aide d'un amplificateur. Après l'amplification, le signal est numérisé à l'aide d'un convertisseur analogique/numérique pour être traité par un ordinateur et visualisé sur l'écran.

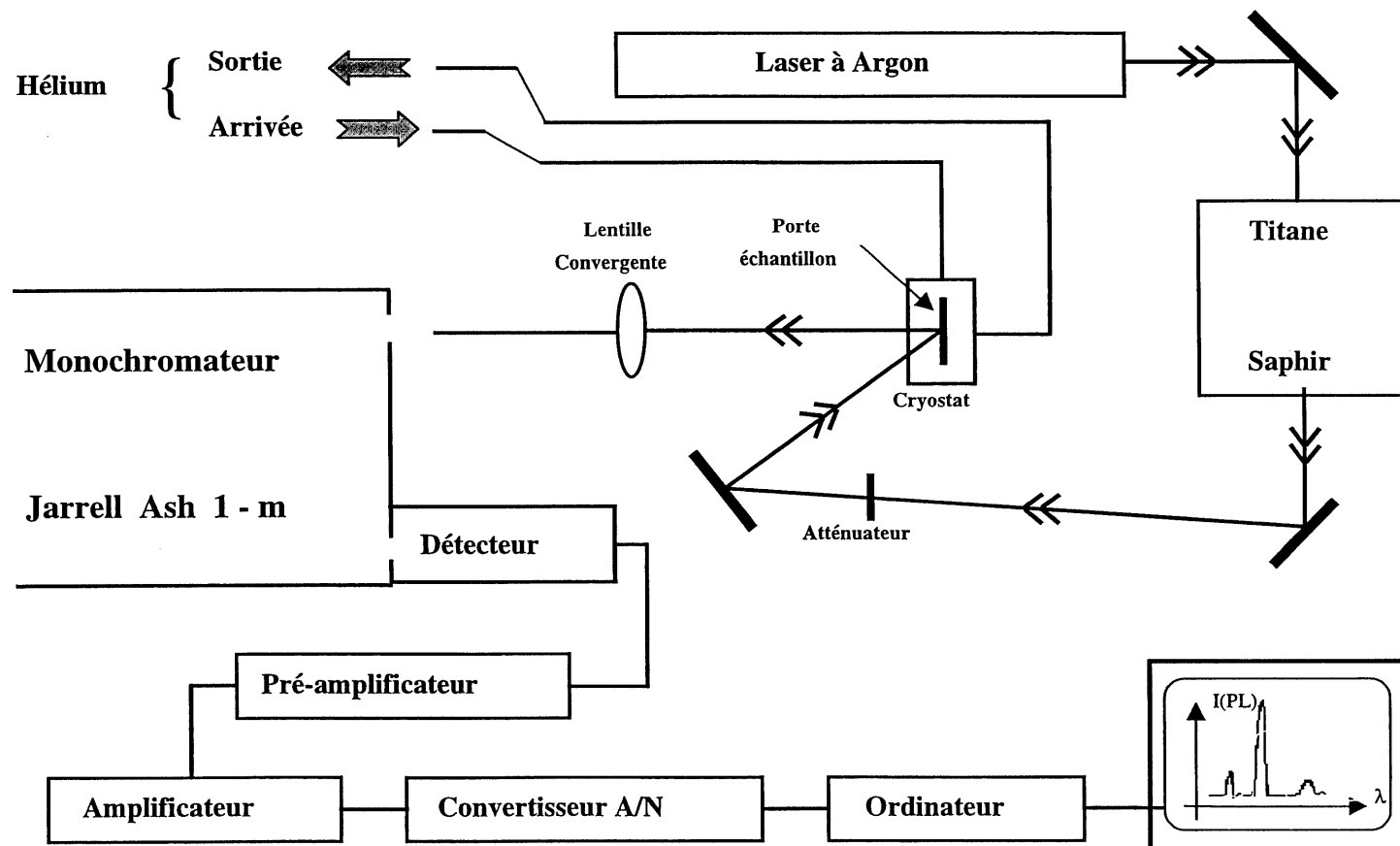


Figure 2-2 : Représentation schématique de l'appareillage de la photoluminescence

2-1-2 Mesures électriques d'effet Hall

La mesure électrique d'effet Hall est une technique d'analyse non destructive. Elle permet d'étudier les propriétés intrinsèques et extrinsèques des semiconducteurs de façon quantitative. En effet, elle permet de déterminer la nature et la concentration des porteurs.

Principe de l'effet Hall

Considérons un conducteur en forme de parallélépipède dont les arêtes sont parallèles aux axes de coordonnées OX , OY , OZ . On suppose que le conducteur est parcouru par un courant I constant dans le sens négatif de l'axe OY , en plus il est soumis à l'action d'une induction magnétique B orientée selon l'axe OX (figure 2-3).

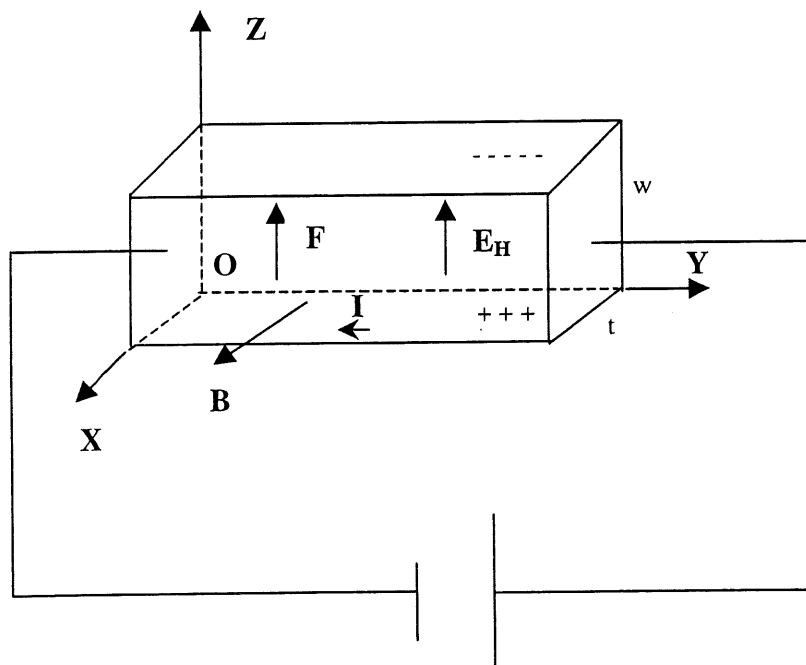


Figure 2-3 : Représentation schématique de l'effet Hall

Ainsi, suite à l'application de ce champ magnétique, les électrons de conduction circulant avec la vitesse \vec{V} subiront l'action de la force de Lorentz

$$\vec{F} = e(\vec{V} \times \vec{B}) \quad \text{Avec } e < 0 \quad 2-1$$

Cette force provoque une accumulation d'électrons sur la face supérieure du conducteur et un déficit d'électrons sur la face inférieure. Ce phénomène d'apparition de charges sur les faces du métal est appelé : l'effet Hall. Cette nouvelle distribution de charges ainsi créée fait apparaître un champ électrique dirigé dans le sens positif de l'axe OZ. Ce champ électrique E_H s'oppose au déplacement des charges. Ainsi un état d'équilibre s'établit lorsqu'on a :

$$e\vec{E}_H = -e(\vec{V} \times \vec{B}) \quad 2-2$$

Soit \vec{J} le vecteur densité volumique de courant, on a :

$$\vec{J} = Ne\vec{V} \quad 2-3$$

Ce qui donne :

$$\vec{E}_H = -\frac{1}{Ne}(\vec{J} \times \vec{B}) = \frac{1}{Ne}(\vec{B} \times \vec{J}) = R_H(\vec{B} \times \vec{J}) \quad 2-4$$

On définit ainsi le coefficient de Hall :

$$R_H = \frac{1}{Ne} \quad 2-5$$

w et t sont respectivement la largeur et l'épaisseur du parallélépipède, on définit ainsi la tension de Hall V_H :

$$V_H = E_H w = \frac{R_H IB}{t} \quad 2-6$$

Il faut signaler que lorsque la conduction se fait par des trous on a :

$$R_H = -\frac{1}{pe} \quad 2-7$$

où p est la densité de trous. Nous constatons que le signe de R_H nous informe sur le type de semiconducteur.

Préparation des échantillons

Contrairement aux échantillons destinés aux mesures optiques de photoluminescence qui sont seulement lavés au méthanol, les échantillons destinés aux mesures de transport doivent subir une gravure chimique. Cette dernière consiste à les tremper dans une solution d'acide nitrique HNO_3 , d'acide chlorhydrique HCl et d'eau. Ce , pendant environ 10 secondes. Ce temps a été calculé de telle sorte à éliminer une épaisseur de $0.15\ \mu m$ à $0.2\ \mu m$. On s'assure ainsi que les saletés en surface ont disparu.

Une fois la gravure terminée, on place les échantillons dans un évaporateur sous vide pour faire le dépôt des contacts ohmiques. Ces derniers sont faits d'un alliage or-germanium dont les pourcentages relatifs sont 96% et 4%. Ce mélange se dépose sur les quatre coins de chaque échantillon en passant à travers les trous d'un masque (figure 2-4). Après le dépôt, les échantillons subissent un recuit à une température de $350\ ^\circ C$ pendant douze minutes afin que les contacts diffusent dans le matériau.

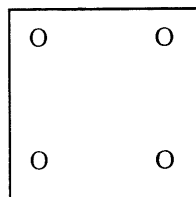


Figure 2-4 : Dépôt des contacts ohmiques Au-Ge aux quatre coins de l'échantillon

Mesure électrique

Après le recuit des contacts ohmiques, on installe les échantillons sur le porte échantillons puis, on établit des fils de connexion en or qu'on colle sur les contacts avec de la laque d'argent. Ces fils permettent de connecter l'échantillon aux appareils de mesure afin d'effectuer des mesures de résistivité ainsi que du coefficient de Hall en faisant appel à la méthode de Van der Pauw (VDP). Cette méthode fut inventée en 1958 [20] par Van der Pauw pour mesurer la résistance et l'effet Hall d'un échantillon plat de forme quelconque, simplement connexe, c'est à dire sans trous.

Pour mesurer la résistivité par VDP, il faut mesurer la tension 'V' et le courant 'I' selon les deux configurations présentées à la figure 2-5. La résistivité est donnée par la formule 2-8 [20] :

$$\rho = \frac{\pi t}{2\log(2)} (R_{ABCD} + R_{BCDA}) \quad 2-8$$

t est l'épaisseur des couches épitaxiales, celle ci est donnée par le fabricant des échantillons.

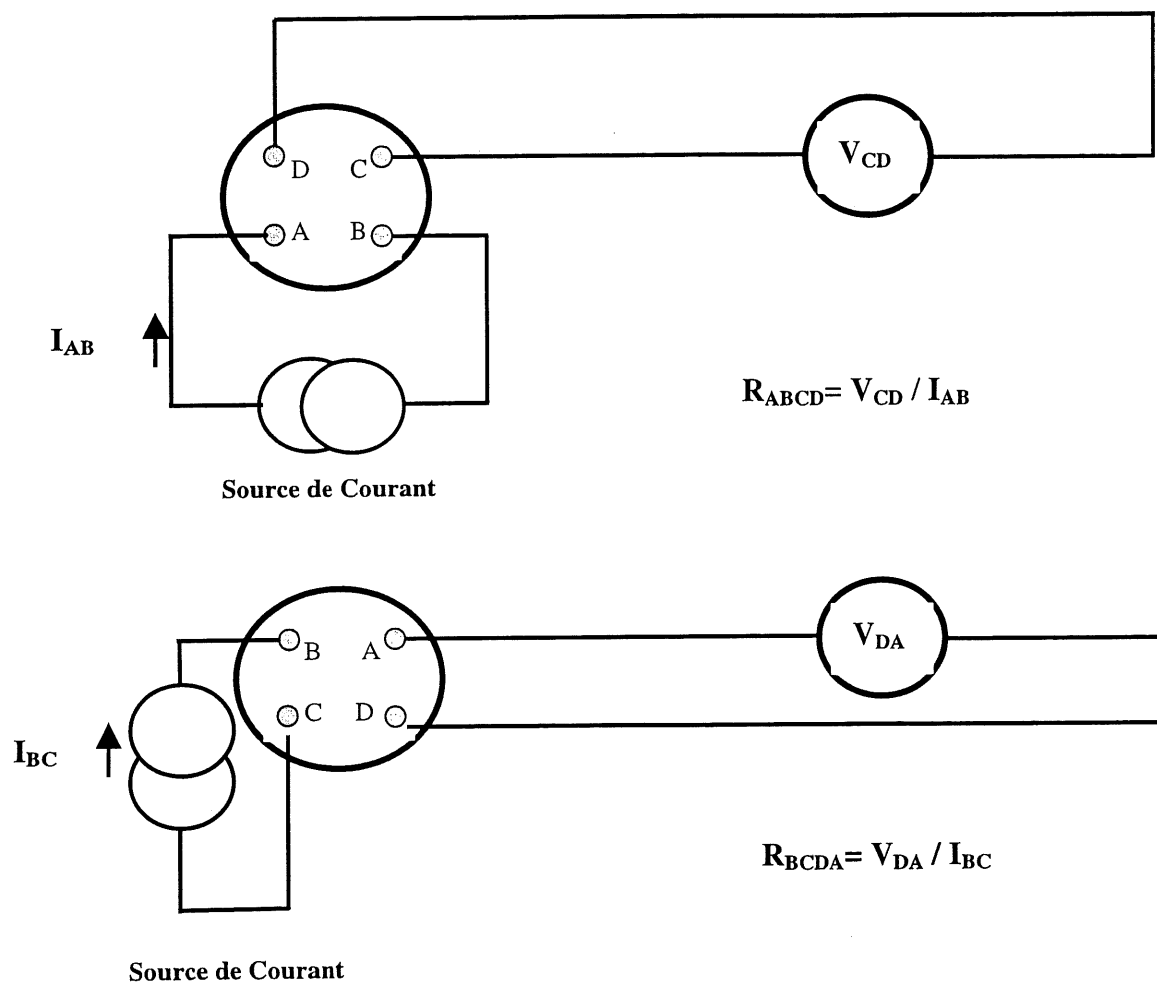


Figure 2-5 : Configurations de mesure de la résistivité avec la méthode VDP

Lors de la mesure de coefficient de Hall ' R_H ', on utilise les configurations des montages données par la figure 2-6.

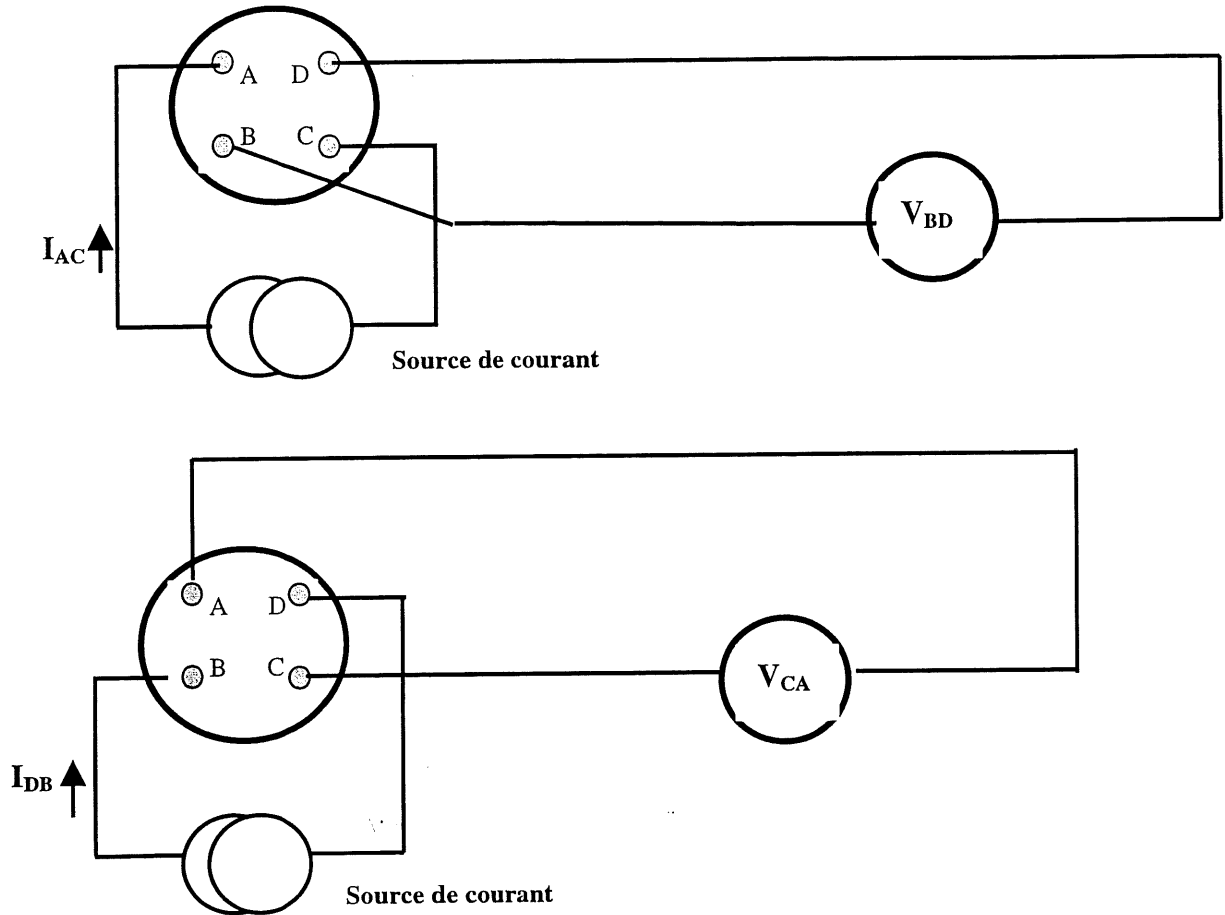


Figure 2-6 : Configurations de mesure de coefficient de Hall ' R_H ' avec la méthode VDP

Il faut noter que le coefficient de Hall ' R_H ' est donné par la formule 2-9 [20] :

$$R_H = \left[\left(\frac{V_{BD}(B_+)}{I_{AC}(B_+)} - \frac{V_{BD}(B_-)}{I_{AC}(B_-)} \right) + \left(\frac{V_{AC}(B_+)}{I_{DB}(B_+)} - \frac{V_{AC}(B_-)}{I_{DB}(B_-)} \right) \right] \frac{t}{2(B_+ - B_-)} \quad 2-9$$

Remarquons qu'on a fait les mesures de V_H en utilisant deux configurations et, pour chacune, on fait les mesures pour deux polarités de champ magnétique. On se trouve ainsi contraint de faire quatre mesures de V_H , ceci rend le processus un peu long. En fait, le temps de manipulation a été multiplié par quatre. On suit cette démarche afin d'éliminer certaines erreurs dues à l'inhomogénéité de l'échantillon (deux configurations) ainsi que d'autres erreurs qui sont dues aux effets thermo-magnétiques et galvano-magnétiques [21, 22]. Comme exemples de ces effets, il y a l'effet 'Nernst' et l'effet 'Righi-Leduc'. Ces derniers ajoutent à V_H des voltages V_N et V_R qui sont proportionnels au champ magnétique. En définitive, il faut mentionner que malgré la grande utilité de la méthode VDP, cette dernière présente des restrictions. En effet, elle exige des contacts ohmiques infinitésimaux sur les bords de l'échantillon, chose qui est difficile à réaliser avec le matériel disponible.

Les mesures de résistivité et du coefficient de Hall R_H sont effectuées à différentes températures sur une gamme de température allant de 20 K à 300 K. Aux faibles températures, on se rend compte de la non-ohmicité des contacts, donc il faut appliquer des courants très faibles qui donnent un comportement linéaire des voltages de Hall ainsi que de la résistivité.

Appareillage

Les mesures de transport d'effet Hall sont effectuées à l'aide d'un appareillage décrit sur la figure 2-7. Les échantillons sont collés sur un porte-échantillon. Celui-ci est vissé sur la tête froide d'un réfrigérateur à cycle fermé, utilisant de l'hélium gazeux. Les échantillons subissent l'action d'un champ magnétique. Ce dernier est fourni par un électroaimant qui est muni d'un dispositif de télécommande permettant l'établissement, la coupure ainsi que l'inversion du champ. Le système comporte aussi un contrôleur de température qui stabilise la température sur une gamme allant de 13 K à 320 K. En balayant les canaux, un scanner permet au multimètre de lire les tensions, le courant et le champ magnétique. Le montage comporte un système de pompage similaire à celui

utilisé pour les mesures optiques de photoluminescence. L'acquisition et le traitement des données sont faites par un ordinateur, grâce à un logiciel conçu pour la méthode de mesure VDP.

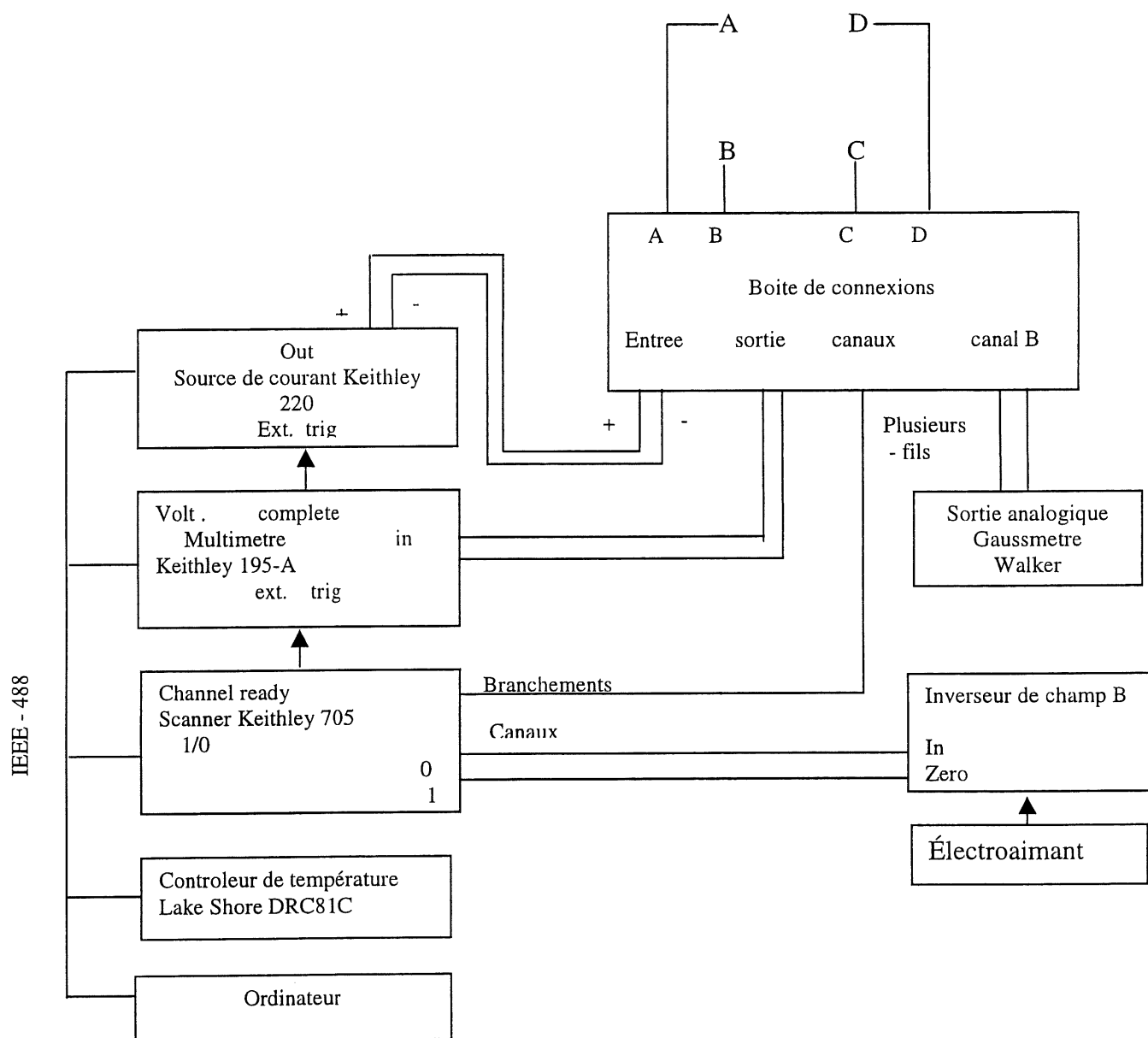


Figure 2-7 : Schéma du montage destiné pour la méthode VDP

2-2 Échantillons étudiés

Des échantillons dopés n de GaAs et d'autres intentionnellement non dopés ont fait l'objet de notre étude. Les premiers sont fabriqués par Epitronics Corporation à Phoenix Arizona, USA. Ils sont dopés au silicium avec les densités 10^{15} Si/cm³ et 10^{16} Si/cm³ et sont nommés respectivement UDS-Si15 et UDS-Si16. Les deuxièmes sont fabriqués à l'Université de Sherbrooke et sont nommés AKT. Tous ces échantillons ont été obtenus par la méthode de croissance MOCVD (metalorganic chemical vapour deposition). Pour cette technique de croissance, le gallium provient du tétraméthyl de gallium à l'état gazeux. Ainsi, le carbone est présent dans ces échantillons comme impureté résiduelle occupant un site d'arsenic. Ceci se traduit par l'apparition de C_{As} . Ce dernier est un défaut accepteur dont le niveau d'énergie est à 26 meV au-dessus de la bande de valence [23]. Toutefois, pour les échantillons AKT, il existe une deuxième impureté résiduelle qui est le zinc. Ceci est bien prouvé sur les spectres de la PL par l'apparition des transitions relatives à cette impureté. Le zinc occupe un site de gallium, formant ainsi le Zn_{Ga} qui est un défaut accepteur dont le niveau d'énergie est à 31 meV au-dessus de la bande de valence [23]. D'après le fabriquant [24], le Zn existait déjà dans le substrat et il parvient aux couches épitaxiales par diffusion.

Les UDS-Si15, UDS-Si16 et les AKT sont clivés de trois gaufres différentes. Ces gaufres sont uniformes à 3 % [25], ceci a été prouvé par des mesures optiques de photoluminescence. Ainsi, on a clivé de chaque gaufre sept paires d'échantillons. Chaque paire est formée d'un échantillon de forme carrée d'environ 1 cm × 1 cm et d'un autre de forme quelconque. Le premier est destiné aux mesures électriques d'effet Hall et le deuxième aux mesures de PL. Chaque paire d'échantillons a été irradiée avec une dose particulière d'irradiation. Les irradiations ont été effectuées à la température ambiante, avec des particules alpha d'énergie 15 MeV, au laboratoire de physique nucléaire de

l'Université de Montréal. Les fluences (nombre de particules par cm^2) d'irradiation sont : 10^{10} , 10^{11} , 10^{12} , 10^{13} , 10^{14} , 10^{15} et $10^{16} \alpha/\text{cm}^2$.

L'irradiation par des particules énergétiques crée des niveaux d'énergie profonds à 0.99 et à 1.20 eV au-dessous de la bande de conduction [26]. Ces niveaux sont associés aux défauts complexes. Ces derniers naissent suite à la recombinaison des défauts ponctuels créés par l'irradiation. Il a été démontré par Glinchuk et al [27] que le recuit dissocie les défauts complexes et accentue les défauts ponctuels. Dans ce but on a fait subir aux échantillons un recuit à 550 °C pendant 30 minutes. En fait, il a été rapporté par Jorio et al [25] que plus on augmente la dose d'irradiation plus l'intensité de la PL chute et elle devient même comparable au bruit de fond aux fortes doses. Ils ont attribué ce phénomène à l'apparition de défauts complexes. Ils ont montré aussi que le recuit à 550 °C pendant 30 minutes restaure 60 % de l'intensité de la PL.

CHAPITRE 3

ASPECTS THÉORIQUES

Dans ce chapitre, nous présenterons des aspects théoriques qui serviront comme bases pour l'analyse de notre travail.

3-1 Structure cristalline du GaAs

Goldschmidt est le premier à avoir synthétisé le GaAs en 1920 [28]. Il a trouvé que ce matériau cristallise en une structure blende de zinc, composée de deux réseaux cubiques à faces centrées qui sont décalés d'un quart de la grande diagonale et dont chacun contient un type d'atome. La figure 3-1 illustre une maille cubique conventionnelle du GaAs. Cette maille comporte quatre mailles élémentaires dont chacune contient une molécule de GaAs. Les atomes de As et de Ga occupent respectivement les sites $(0,0,0)$ et $(1/4,1/4,1/4)$.

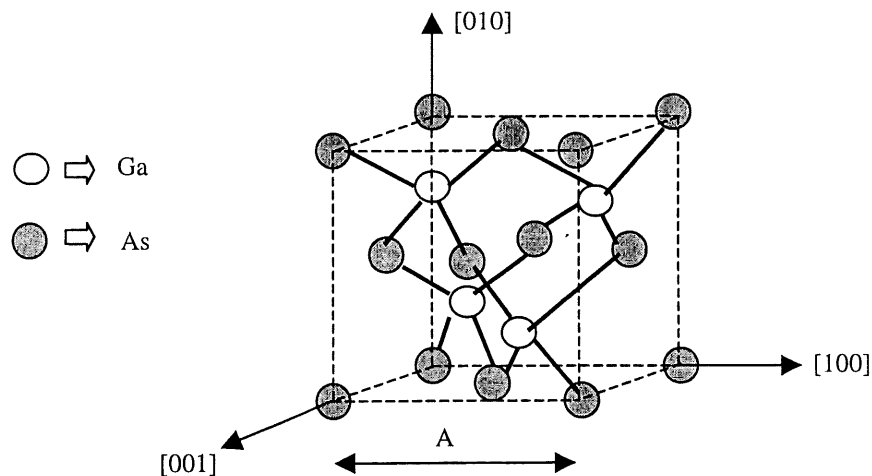


Figure 3-1 : Maille conventionnelle du GaAs de volume A^3

Des mesures de diffraction par rayons X, effectuées sur des échantillons de GaAs non dopés, ont montré que le paramètre A de la maille vaut 5.65325 Å à 300 K [29]. Le tableau 3-1 résume quelques paramètres structuraux d'une cellule unitaire de GaAs.

Paramètre de réseau	A_{300}	5.65325 Å
Distance du plus proche voisin	$r_0 = \sqrt{3} A/4$	2.44793 Å
Volume de la cellule unité	A^3	$1.80674 \times 10^{-22} \text{ cm}^3$
Volume de la cellule primitive	$\frac{1}{4} A^3$	$4.51684 \times 10^{-23} \text{ cm}^3$
Densité moléculaire	$N/2V = 4/A^3$	$2.2139 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$
Densité atomique	$N/V = 8/A^3$	$4,4279 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$
Poids moléculaire	$M = (69.720 + 74.922)$	144.642 uma
Densité cristalline calculée	ρ_{300}	5.3174 g/cm ³

Tableau 3-1 : Dimensions de la cellule unité, densité atomique et densité cristalline à T= 300 K, pour le GaAs [29]

3-2 Structure de bande du GaAs

La structure de bande du GaAs donnée à la température ambiante est présentée sur la figure 3-2 [29]. Ce matériau est à gap direct. Le minimum de la bande de conduction est situé au point Γ , soit au centre de la première zone de Brillouin, où la masse effective des électrons est scalaire. La situation est similaire pour le maximum de la bande de valence. Ce maximum est dégénéré (trous lourds et trous légers sont dégénérés à Γ).

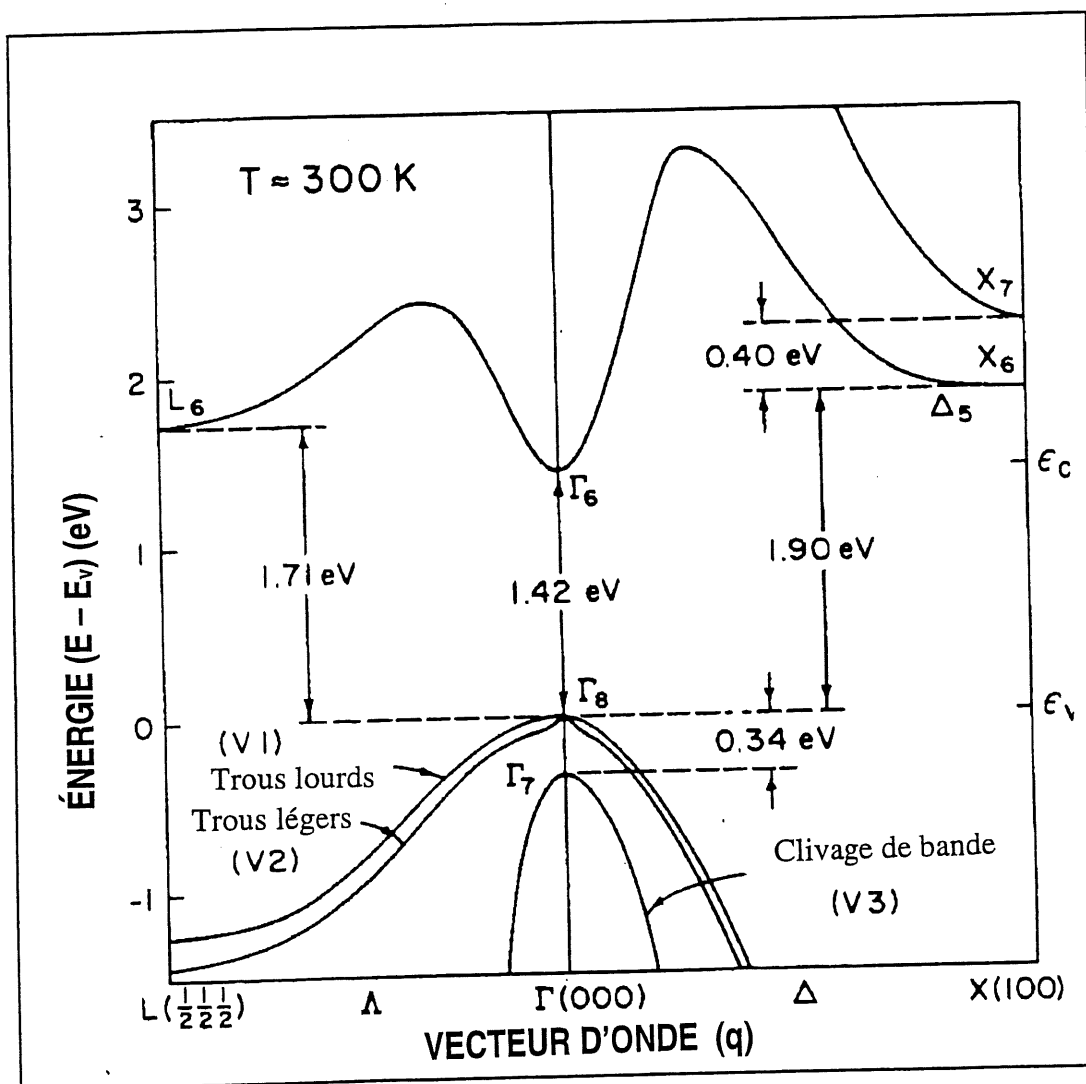


Figure 3-2 : Structure de bande du GaAs (les valeurs des énergies et du gap sont celles à la température ambiante).

3-3 Défauts dans le GaAs

Tout écart d'une structure cristalline parfaite, est lié en grande partie à la présence de défauts. Dans le cas des semiconducteurs, l'existence de ces défauts joue un rôle très important dans les propriétés de transport. En effet la conductivité est surtout dépendante des impuretés chimiques nommées 'dopants'. Les défauts peuvent être de deux types : défauts intrinsèques ou défauts extrinsèques.

3-3-1 Défauts intrinsèques

Ce sont des imperfections qui apparaissent lorsqu'un atome du cristal quitte son site pour occuper une position interstitielle ou même pour occuper un site prévu pour un autre type d'atome. Les défauts ponctuels générés à la suite de ces déplacements, sont donc des interstitiels, des lacunes ou encore des antisites. Les interstitiels apparaissent lorsqu'un atome se trouve entre deux sites du réseau. Les lacunes se produisent lorsqu'un atome quitte son site tout en le laissant vide. Les antisites apparaissent lorsque deux atomes interchangent leurs sites.

Dans le cas du GaAs, on peut rencontrer plusieurs défauts ponctuels à savoir :

- Les interstitiels de gallium et d'arsenic, notées respectivement Ga_i et As_i .
- Les lacunes de gallium et d'arsenic, notées respectivement V_{Ga} et V_{As} .
- Les antisites de gallium et d'arsenic, notés respectivement Ga_{As} et As_{Ga} .

3-3-2 Défauts extrinsèques

Ils sont dus à la présence d'atomes étrangers qui se substituent aux atomes du cristal en occupant leurs sites. Ces atomes d'impuretés ou de dopants vont déterminer les propriétés ainsi que le type du semiconducteur.

Prenons le cas du GaAs dopé au silicium (Si de valence IV). Si le Si occupe un site de gallium (Ga est de valence III), nous obtenons du GaAs dopé 'n'. Mais si le Si occupe un site d'arsenic (As est de valence V), nous obtenons du GaAs de type 'p'.

3-3-3 États énergétiques dus aux défauts

Dans un semiconducteur, tous les défauts mentionnés ci-dessus créent des niveaux d'énergie dans le gap, lors de leur présence. Pour les défauts extrinsèques, les niveaux d'énergie créés dans le gap correspondent à leur énergie d'ionisation, calculée en se basant sur le modèle de Bohr.

Le tableau ci-dessous fournit quelques valeurs d'énergies d'ionisation mesurées pour des impuretés donneurs et accepteurs dans le GaAs [23].

Nature	Impureté	C	Be	Mg	Zn	Si	Cd	Li	Ge	Au	Mn	S	Sn	Te	Se
Donneur	Énergie (meV)	-	-	-	-	5.8	-	-	6	-	-	6	6	30	5.9
Accepteur		26	28	28	31	35	35	50	40	90	95	-	-	-	-

Tableau 3-2 : Valeurs d'énergies d'ionisation, mesurées pour des impuretés donneurs et accepteurs dans le GaAs [23].

Pour les défauts intrinsèques, certains ont été identifiés dans le GaAs comme suit :
 $-V_{Ga}$ (lacune de gallium) a été identifié par des mesures optiques de photoluminescence effectuées à 8 K (la valeur du gap à cette température est de 1.519 eV). Il s'agit d'un défaut accepteur, dont le niveau d'énergie a été évalué à 1.478 eV, au-dessous de la bande de conduction [25].

- As_{Ga} (l'atome d'arsenic occupe un site d'un atome de gallium) a été identifié par photoluminescence [30]. Il s'agit d'un défaut donneur nommé EL2 situé à 702 meV au-dessous de la bande de conduction.
- Ga_{As} (l'atome de gallium occupe un site d'un atome d'arsenic) a été identifié comme défaut accepteur, dont le niveau d'énergie est situé à 780 meV, au-dessus de la bande de valence [31].

3-4 Théorie de la diffusion des porteurs

N.B Cette partie théorique est développée en se référant à [22, 32, 33, 34].

La présence de défauts ou d'impuretés ainsi que la vibration du réseau cristallin perturbent la périodicité du cristal. Ceci se traduit par l'apparition de potentiels perturbateurs. Ces derniers diffusent les porteurs libres et affectent ainsi leur mobilité.

3-4-1 Diffusion par les impuretés ionisées

Pour les faibles températures (proche de la température de l'hélium liquide), la diffusion est dominée par les impuretés neutres. Lorsque la température augmente, les impuretés s'ionisent, ainsi les atomes donneurs libèrent leurs électrons externes à la bande de conduction, et les atomes accepteurs acceptent des électrons de la bande de valence. Les ions créés diffusent les porteurs libres à travers le potentiel qu'ils génèrent. Malgré que le nombre d'impuretés ionisées augmente avec la température, ces dernières ne diffuseront pas davantage les porteurs libres puisque ceux-ci sont devenus trop énergétiques. Ainsi, ce processus de diffusion est important aux basses températures et la contribution des impuretés ionisées à la mobilité est donnée par la formule 3-1.

$$\mu_{ii} = 2.12 \times 10^{18} \frac{T^{3/2}}{N_i [cm^{-3}] Z^2 \left[\ln(1+y) - \frac{y}{1+y} \right]} \left[\frac{cm^2}{Vs} \right] \quad 3-1$$

$$\text{avec } y = 1.11 \times 10^{14} (T^2) / [n(cm^{-3})]$$

N_i : la densité d'impuretés ionisées. Z : la charge ionique.

3-4-2 Diffusion par le réseau

Les imperfections qui se trouvent dans le cristal sont des défauts qui peuvent être contrôlés. Par contre, même dans un cristal même parfait, il y a des mécanismes de collisions intrinsèques qui ne peuvent pas être contrôlés. En effet, les atomes dans un cristal, n'occupent pas des sites fixes sur le réseau, mais ils vibrent autour de leur site d'équilibre. Comme résultat de cette vibration, le potentiel périodique du réseau varie avec le temps, ce qui engendre la diffusion des porteurs. Cette diffusion dépend de la nature de la vibration, donc de la nature du potentiel perturbateur introduit par cette dernière. Dans la partie suivante, on présentera les différents potentiels perturbateurs créés suite à la vibration du réseau, ainsi que leurs contributions au phénomène de la diffusion :

Diffusion par le potentiel piézo-électrique

Dans les semiconducteurs composés, tel que le GaAs, les atomes sont partiellement ionisés à cause de la différence de valence entre l'atome de gallium et celui d'arsenic. Dans ces conditions, la vibration du réseau en mode acoustique crée un potentiel dit piézo-électrique. Ce potentiel contribue à la diffusion des porteurs sur toute la gamme de température, mais cette contribution est négligeable devant celles des autres potentiels. Sa contribution à la mobilité est donnée par la formule 3-2 :

$$\mu_{pe} = \frac{e \langle \tau_{pr}(E) \rangle}{m^*} = \frac{4\sqrt{2}h^2 \mathcal{E}}{3\pi^{3/2} e^2 p^2 m^{*3/2} (K_B T)^{1/2}} \left[\frac{cm^2}{Vs} \right] \quad 3-2$$

p et \mathcal{E} sont respectivement, le coefficient de couplage piézo-électrique et la permittivité diélectrique du matériau.

Suite à un calcul numérique, μ_{pe} peut s'écrire comme suit :

$$\mu_{pe} = 7.08 \times 10^6 T^{-1/2} \left[\frac{cm^2}{Vs} \right] \quad 3-3$$

Diffusion par le potentiel de déformation

Suite à la vibration du réseau en mode acoustique, les distances entre les atomes du réseau changent. La valeur du gap ainsi que les limites des bandes de conduction et de valence varient d'un point à un autre. Le potentiel créé suite à cette déformation est nommé potentiel de déformation. Sa valeur varie proportionnellement aux déplacements causés par la vibration. Ce potentiel contribue à la diffusion des porteurs libres. Sa contribution à la mobilité est donnée par la formule 3-4 :

$$\mu_{dp} = 4.49 \times 10^8 T^{-3/2} \left[\frac{cm^2}{Vs} \right] \quad 3-4$$

Il faut signaler que ce mécanisme de diffusion est important à haute température.

Diffusion par les phonons optiques polaires

Comme mentionné plus haut, dans les semiconducteurs composés tel que le GaAs, les atomes sont partiellement ionisés. Dans ces conditions, les vibrations du réseau en mode optique engendrent une polarisation. Le potentiel associé aux moments dipolaires créés, contribue à la diffusion des porteurs libres. Ainsi sa contribution à la mobilité est donnée par la formule 3-5 :

$$\mu_{pop} = 2.6 \times 10^5 \frac{\exp\left(\frac{\Theta}{T}\right)}{\alpha \left(\frac{m^*}{m_0}\right) \left(\frac{\Theta}{K}\right)} \left[\frac{cm^2}{Vs} \right] \quad 3-5$$

La formule ci-dessus est valide à $T \ll \theta$, avec :

θ : température de Debye, $\theta = 417$ K pour le GaAs.

α : constante polaire, $\alpha = 0.067$.

$m^*/m_0 = 0.072$.

$K=0.0263$ (cm² K)/(Vs)

La contribution de ce type de diffusion est importante à haute température.

3-5 Statistiques d'occupation des donneurs et des accepteurs

Grâce aux mesures de résistivité et de coefficient de Hall effectuées sur les échantillons de GaAs, on a pu tirer la valeur de la densité de porteurs n (T) à chaque température. La modélisation de la courbe de la variation de la densité de porteurs en fonction de la température $n = f(T)$ par un modèle théorique a permis d'obtenir certains paramètres comme les énergies d'activation des donneurs, les concentrations des donneurs et le degré de compensation.

Le modèle théorique est tiré de [35], il s'écrit comme suit :

$$n - p = \sum_j N_{dj} [1 - P_e(E_{dj})] - \sum_k N_{ak} \cdot P_e(E_{ak}) \quad 3-6$$

Où j est un niveau donneur et $P_e(E_{dj})$ la probabilité pour qu'un donneur ne soit pas ionisé.

$$P_e(E_{dj}) = \frac{1}{1 + \frac{g_i}{g_n} \exp \left[\frac{E_c - E_{dj} - E_F}{K_B T} \right]} \quad 3-7$$

g_i : dégénérescence de spin de l'état ionisé.

g_n : dégénérescence de spin de l'état neutre.

g_i/g_n : facteur de dégénérescence, qui vaut 1/2.

N_{dj} : densité d'impuretés donneurs sur le niveau j.

N_{ak} : densité d'impuretés accepteurs sur le niveau k.

E_F : l'énergie de Fermi.

$P_e(E_{ak})$: la probabilité pour qu'un accepteur (k) soit ionisé.

$$P_e(E_{ak}) = \frac{1}{1 + \frac{g_i}{g_n} \exp \left[\frac{E_v + E_a - E_F}{K_B T} \right]} \quad 3-8$$

n est relié à E_F par la relation :

$$n = N_c \int_{(E_c/K_B T)}^{\infty} \frac{(2/\pi^{1/2})[(E - E_c)/K_B T]^{1/2} \cdot d(E/K_B T)}{1 + \exp [(E - E_F)/K_B T]} \quad 3-9$$

Après une transformation de l'intégrale ci-dessus on aura :

$$n = N_c f_{1/2} \left(\frac{E_F - E_c}{K_B T} \right)$$

La famille des intégrales $f_j(Y_0)$ est liée aux intégrales de Fermi $F_j(Y_0)$ par la relation 3-10.

$$F_j(Y_0) = \Gamma(j+1) f_j(Y_0) \quad 3-10$$

$$N_c = 2 \left[\frac{m_c K_B T}{2\pi\hbar^2} \right]^{3/2} : \text{densité effective d'états dans la bande de conduction}$$

$m_c = 0.072 \times m_0$, m_0 : masse de l'électron libre.

Pour un semiconducteur de type 'n', la densité des impuretés accepteurs est toujours inférieure à celle des impuretés donneurs, donc la compensation est totale. En

plus, la densité des trous est négligeable devant celle des électrons. Ainsi la formule 3-6 devient :

$$n = \sum_j N_{dj} [1 - P_e(E_{dj})] - N_a \quad 3-11$$

Il s'agit de la formule générale du modèle théorique que l'on va utiliser pour modéliser les courbes expérimentales de la variation de la densité de porteurs en fonction de la température, $n = f(T)$. Si la courbe expérimentale présente deux paliers de saturation, on utilise le modèle à deux niveaux d'impuretés donné par la formule 3-12. Par contre, si elle présente un seul palier, on utilise le modèle à un seul niveau d'impureté donné par la formule 3-13.

$$N = \frac{N_{d1}}{1 + \frac{g_n}{g_i} \exp\left[\frac{E_F - E_{d1}}{K_B T}\right]} + \frac{N_{d2}}{1 + \frac{g_n}{g_i} \exp\left[\frac{E_F - E_{d2}}{K_B T}\right]} + N_{ds} - N_a \quad 3-12$$

$$N = \frac{N_{d1}}{1 + \frac{g_n}{g_i} \exp\left[\frac{E_F - E_{d1}}{K_B T}\right]} + N_{ds} - N_a \quad 3-13$$

N_{ds} : la densité de donneurs dont le niveau d'énergie est très proche de la bande de conduction. Ces donneurs se trouvent ionisés à très basses températures.

CHAPITRE 4

PRÉSENTATION ET ANALYSE DES RÉSULTATS

Dans ce chapitre, on décrira et on analysera les résultats des mesures électriques d'effet Hall, ainsi que les résultats des mesures optiques de photoluminescence (PL). Ces mesures ont été effectuées sur des échantillons de GaAs, avant et après irradiation par des particules alpha énergétiques (d'énergie 15 MeV) afin de bien caractériser les effets de cette irradiation.

Les échantillons étudiés ainsi que les irradiations effectuées, sont présentés au chapitre 2 (partie 2-2).

4-1 Caractérisation de l'effet d'irradiation par des mesures optiques de photoluminescence

Les mesures optiques de photoluminescence (PL) donnent des spectres caractérisés par des pics. Ces derniers représentent l'ensemble des recombinaisons radiatives des porteurs libres ou non, aux niveaux de plus basses énergies, existant dans le gap.

Rappelons que ces niveaux d'énergie sont dus à la présence des impuretés résiduelles, des impuretés introduites sous l'effet d'irradiation et des défauts intrinsèques.

4-1-1 Analyse et interprétation des spectres de PL du GaAs non dopé

Des mesures optiques de photoluminescence, effectuées sur les échantillons non dopés (AKT), irradiés avec des particules alpha et recuits à 550 °C donnent les spectres illustrés sur la figure 4-1. Chaque spectre correspond à une dose particulière d'irradiation.

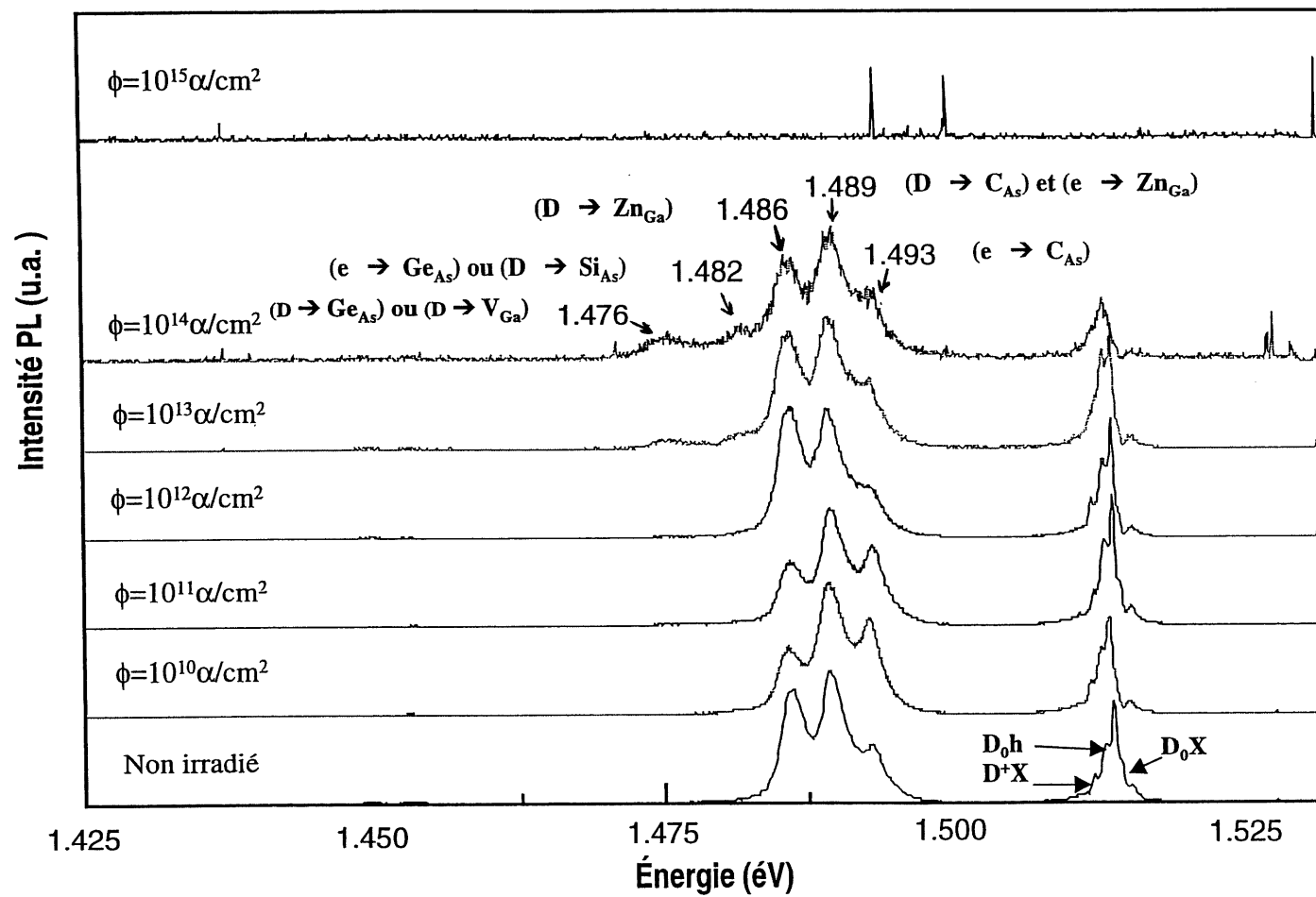


Figure 4-1 : Spectres de PL à 4.8 K pour les échantillons AKT irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV et recuits à 550 °C.

Sur cette figure, on remarque la présence de trois pics avant et après irradiation. Le premier pic se trouve à 1.493 eV et il correspond à la transition ($e \rightarrow C_{As}$). Le deuxième pic est à 1.489 eV, il correspond au chevauchement des transitions ($e \rightarrow Zn_{Ga}$) et ($D \rightarrow C_{As}$), où D est une impureté donneur. Le troisième pic se trouve à la position énergétique 1.486 eV et il correspond à la transition ($D \rightarrow Zn_{Ga}$) [23]. Comme il a été mentionné dans la partie 2-2, le Zn et le C représentent des impuretés résiduelles pour ces échantillons.

Suite à l'irradiation, deux pics apparaissent aux positions énergétiques 1.482 eV et 1.476 eV. Les intensités de ces pics sont très faibles pour les basses fluences au point qu'on ne peut les voir qu'après agrandissement. Un balayage à faible vitesse dans la gamme d'énergie où ces deux pics apparaissent a permis de les mettre en évidence, tel qu'illustré à la figure 4-2.

Le pic se trouvant à 1.482 eV peut être associé à la transition ($D \rightarrow Si_{As}$) ou bien à la transition ($e \rightarrow Ge_{As}$) [23], en fait, ces deux transitions apparaissent au même niveau d'énergie. Mais, étant donné que ces échantillons ne contiennent pas de silicium [24], ce pic est nécessairement associé à la transition ($e \rightarrow Ge_{As}$). Il en est de même pour le pic à 1.476 eV. Ce dernier peut être associé soit à la transition ($D \rightarrow V_{Ga}$) [25], soit à la transition ($D \rightarrow Ge_{As}$) [23] car ces transitions apparaissent au même niveau d'énergie. Comme on expliquera plus tard, le germanium provient de l'effet nucléaire de l'irradiation.

La lacune de gallium ne peut être stable que par la présence des électrons provenant des donneurs [25]. Le défaut détecté ainsi, représente un état chargé négativement. Dans les échantillons AKT, les donneurs sont présents et ceci est bien confirmé par les spectres de PL. Ces donneurs qu'ils soient résiduels ou produits par irradiation sont en faible densité et ont plus de chance de compenser les accepteurs que de stabiliser les lacunes de gallium. Donc ces dernières ne peuvent pas être trop stables dans ce genre d'échantillons. Ainsi, l'hypothèse la plus probable est celle qui associe le pic se

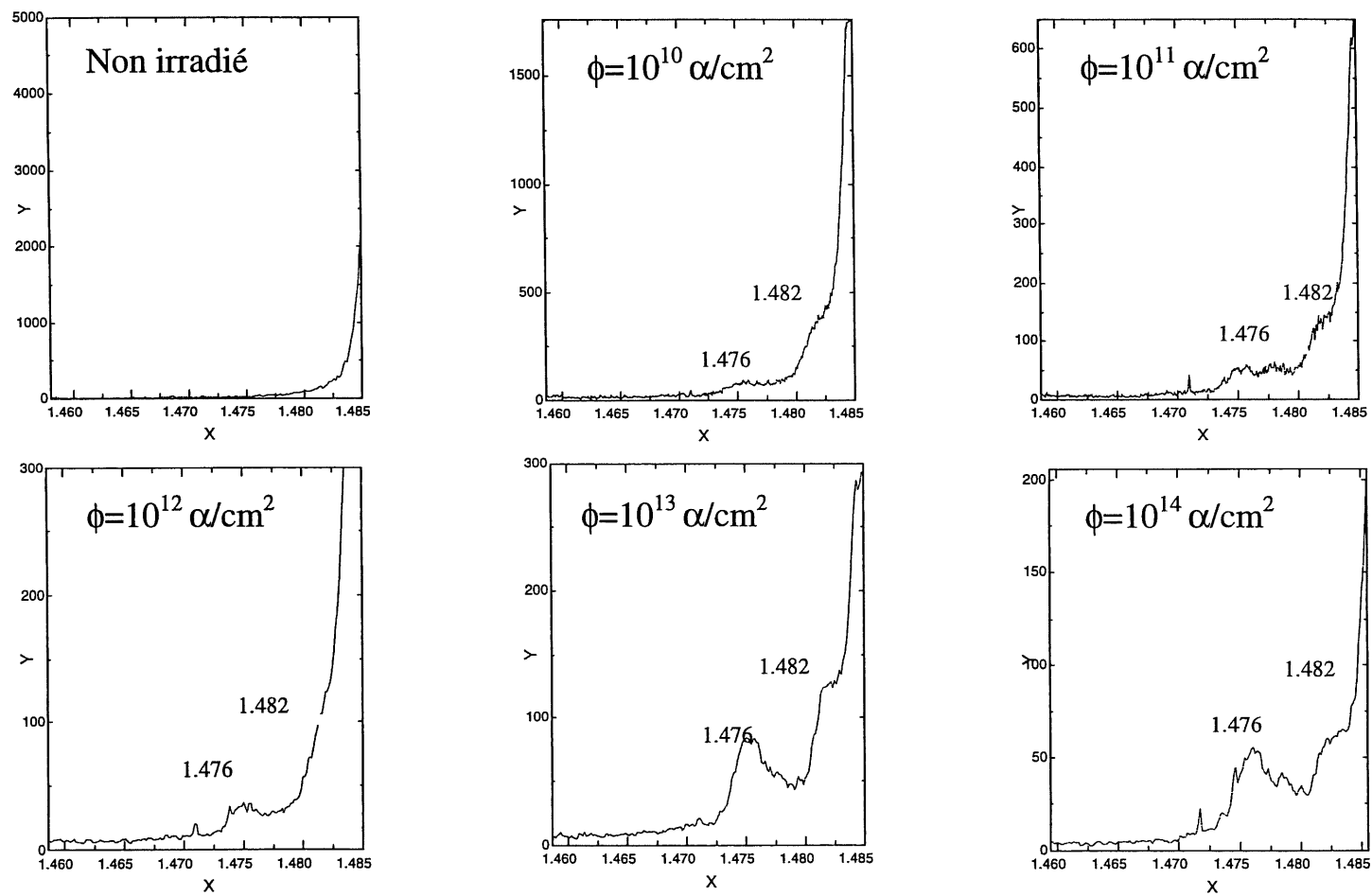


Figure 4-2 : Spectres de PL à 4.8 K pour les échantillons AKT irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV et recuits à 550 °C, (balayage sur la gamme d'énergie où les nouveaux pics apparaissent suite à l'irradiation).

trouvant à 1.476 eV à transition ($D \rightarrow Ge_{As}$). Ceci concorde bien avec l'apparition du pic relatif à la transition ($e \rightarrow Ge_{As}$) qui met en évidence le défaut Ge_{As} .

Origine de l'atome de Ge : Effet nucléaire de la particule α

À une énergie de 15 MeV, la particule α pourra attaquer les noyaux des atomes de GaAs et produire des réactions nucléaires qui donnent naissance à de nouveaux isotopes. Le processus s'appelle transmutation nucléaire. Le tableau 4-1 [12] donne les principales réactions nucléaires que peuvent produire des particules alpha d'énergie 15 MeV en ciblant les atomes de gallium et d'arsenic.

Réaction	Impureté créée	Énergie seuil (E_s)
$^{69}Ga (\alpha, n) ^{72}As$	^{72}Ge	$E_s=7.1 \text{ MeV}$
$^{71}Ga (\alpha, n) ^{74}As$	^{74}Ge	$E_s=5.2 \text{ MeV}$
$^{71}Ga (\alpha, 2n) ^{73}As$	^{73}Ge	$E_s=13.6 \text{ MeV}$
$^{75}As (\alpha, 2n) ^{77}Br$	^{77}Se	$E_s=14.2 \text{ MeV}$

Tableau 4-1 : Caractérisation des principales réactions nucléaires qui peuvent se produire dans le GaAs, irradié avec des particules alpha d'énergie 15 MeV.

Pour une réaction nucléaire désignée par $X (a, b) Y$, X et Y représentent respectivement l'atome cible et l'atome produit, alors que a et b sont respectivement la particule incidente et la particule émergente. Si l'atome produit est instable, il se désintègre pour donner un produit stable qui va devenir une impureté.

D'après le tableau ci-dessus, on remarque que les impuretés qui peuvent se former dans le GaAs irradié par des particules alpha ayant une énergie de 15 MeV, sont du germanium et du sélénium. Le sélénium occupe un site d'arsenic, ce qui donne naissance à Se_{As} . Ce dernier est un défaut donneur dont le niveau d'énergie est à 5.9 meV au-dessous de la bande de conduction [23]. Cependant, le germanium est une impureté de valence IV, il pourra occuper un site de gallium ou bien un site d'arsenic. Dans le premier cas, c'est le Ge_{Ga} qui se forme. Celui-ci est un défaut donneur dont le niveau d'énergie est à 6 meV au-dessous de la bande de conduction [23]. Dans le second cas, c'est le Ge_{As} qui se produit. Ce dernier est un défaut accepteur se trouvant à 40 meV au-dessus de la bande de valence [23]. Ce défaut est identifié sur les spectres de la figure 4-1. Rappelons que les mesures de PL ne nous permettent pas d'identifier, ni le Se_{As} , ni le Ge_{Ga} car il s'agit de défauts donneurs.

E_s est l'énergie de seuil d'une réaction nucléaire. C'est l'énergie minimum que doit avoir la particule irradiante pour produire cette réaction. Il a été rapporté par Didik et al [36] que ce sont les réactions à faible énergie de seuil qui contribuent le plus à la transmutation nucléaire (changement d'atome). Ainsi, les isotopes correspondants sont plus abondants que ceux provenant des réactions nucléaires ayant des E_s plus importantes. Ainsi et d'après le tableau 4-1, on peut prévoir que la densité de germanium formée est plus importante que celle de sélénium.

Évidemment, toute réaction nucléaire a une probabilité de production proportionnelle à la section efficace correspondante. Des études expérimentales faites sur le GaAs irradié avec des particules α énergétiques (12, 16 et 20 MeV) [9, 36], ont permis de mesurer des valeurs de sections efficaces maximums entre 400 et 600 mbarns (1 mbarn = 10^{-27} cm^2), ceci dépendamment de l'isotope produit. De plus, ils ont évalué une densité d'atomes transmutés entre 10^{13} et 10^{14} atomes/cm³.

4-1-2 Analyse et interprétation des spectres de PL du GaAs dopé n

Les mesures optiques de photoluminescence effectuées sur les échantillons UDS-Si16 et UDS-Si15, irradiés avec des particules alpha et recuits à 550 °C, donnent les spectres illustrés respectivement aux figures 4-3 et 4-4.

Sur les deux figures, on remarque la présence d'un pic à la position énergétique 1.493 eV, avant et après irradiation. Ce pic est associé à la transition ($e \rightarrow C_{As}$). Comme il a été mentionné au chapitre 2 (paragraphe 2-2), le carbone représente une impureté résiduelle pour ces échantillons. Il occupe un site d'arsenic, formant ainsi le C_{As} qui est un défaut accepteur se trouvant à 26 meV au dessus de la bande de valence. Ceci est bien confirmé par les spectres des figures 4-3 et 4-4.

Le pic situé à la position énergétique 1.490 eV et qui correspond à la transition ($D \rightarrow C_{As}$), figure sur les spectres des échantillons UDS-Si15, et non pas sur les spectres des échantillons UDS-Si16. Ceci est dû au fait qu'en augmentant le dopage de donneurs, les transitions (DAP) (donneur - accepteur) se déplacent vers les hautes énergies, et deviennent même confondues avec les transitions (eA) (électron de bande de conduction \rightarrow accepteur) [19]. Ainsi, le pic associé à la transition ($D \rightarrow C_{As}$) chevauche celui qui est associé à la transition ($e \rightarrow C_{As}$) pour les UDS-Si16 qui sont fortement dopés (figure 4-3).

Comme le montrent les figures 4-3 et 4-4, deux pics apparaissent suite à l'irradiation par des particules alpha. Le premier est associé à la transition ($D \rightarrow Si_{As}$) [23, 37]. Il est situé à la position énergétique 1.482 eV pour les échantillons UDS-Si15 et à 1.485 eV pour les UDS-Si16. Cette différence d'énergie est due à la différence de dopage entre les deux types d'échantillons. En fait et comme je l'ai mentionné précédemment, lorsque le dopage augmente les transitions (DAP) se déplacent vers les hautes énergies.

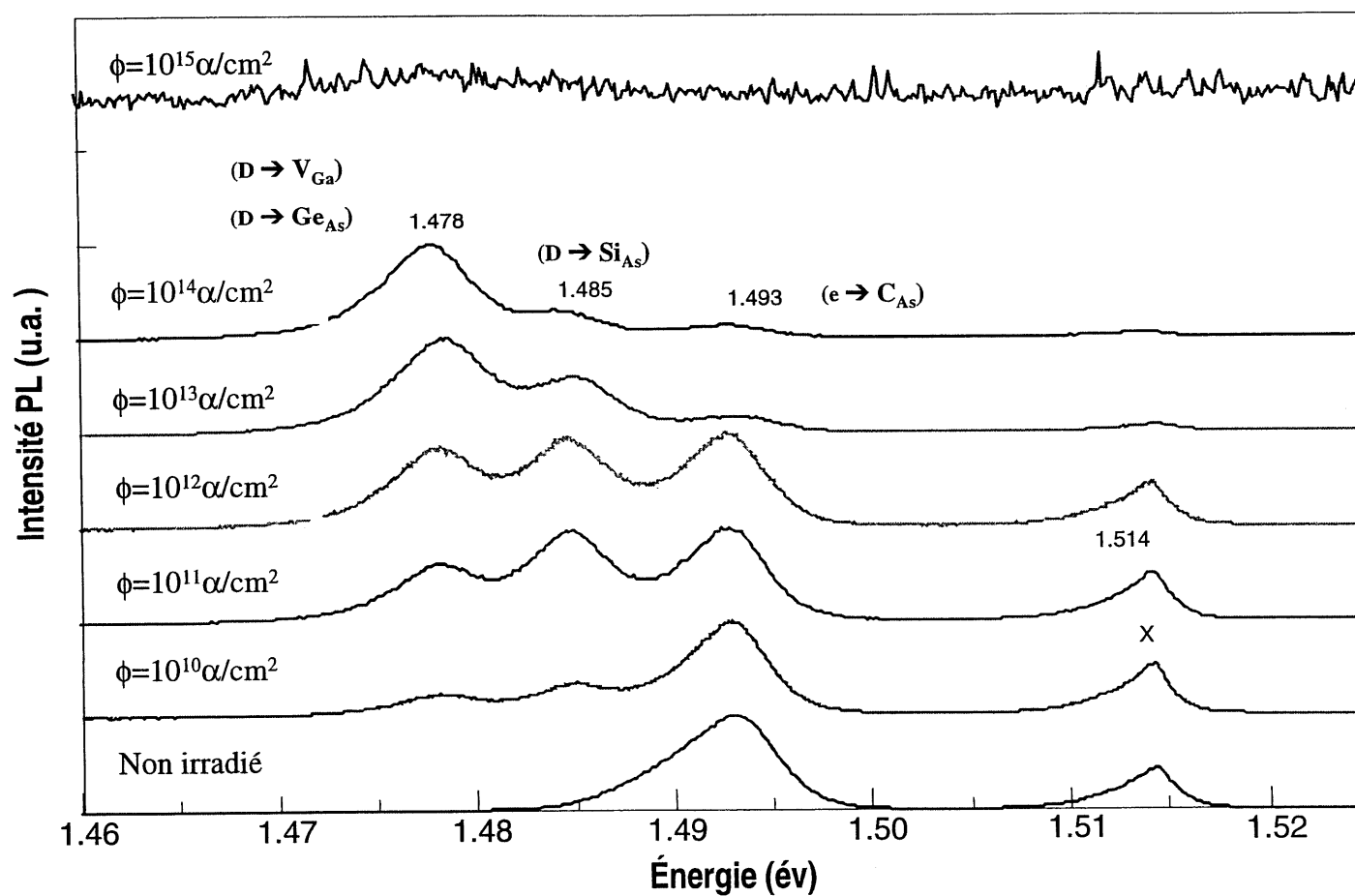


Figure 4-3 : spectres de PL à 4.8 K pour les échantillons UDS-Si16 irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV et recuits à 550 °C.

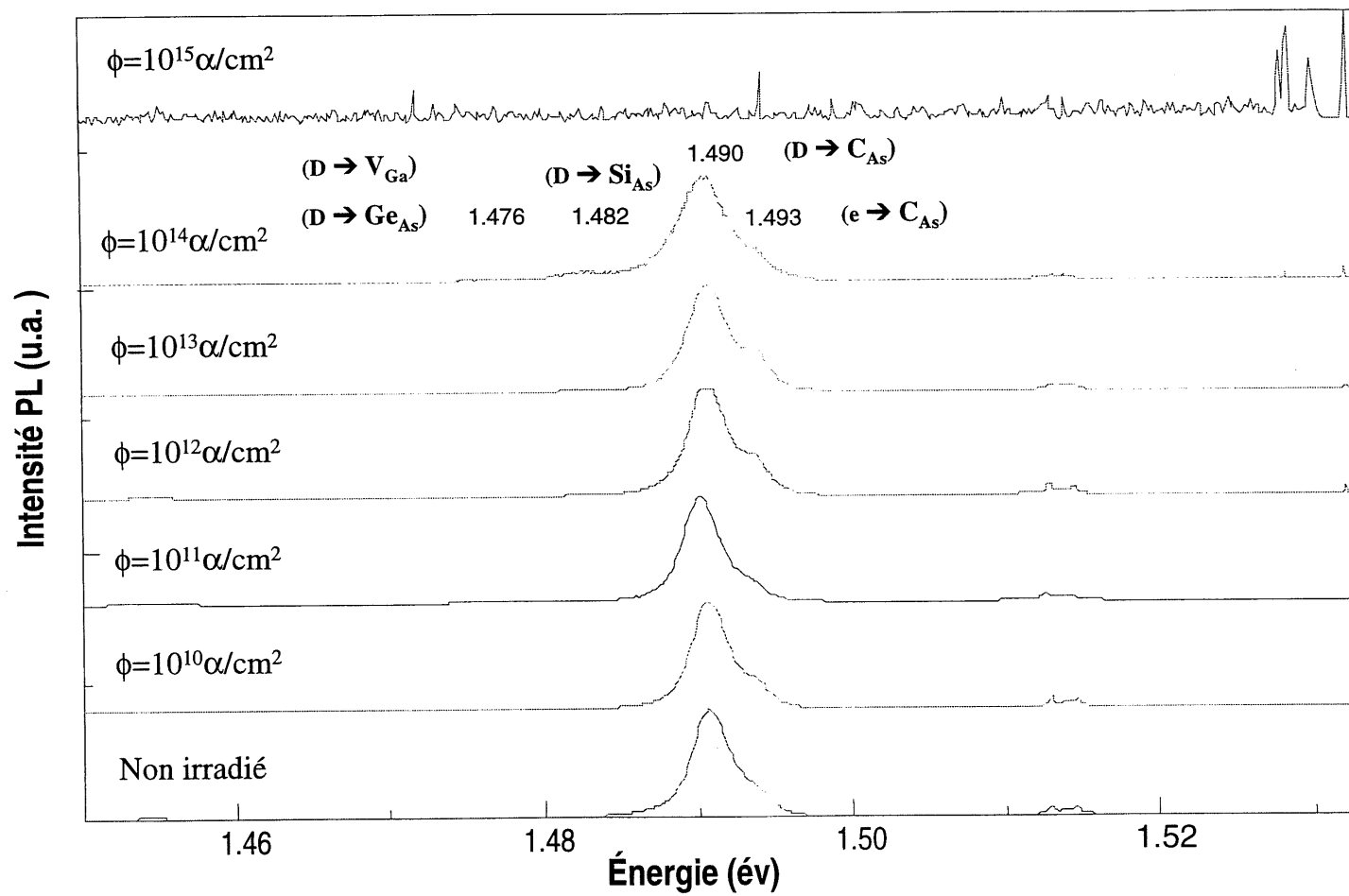


Figure 4-4 : spectres de PL à 4.8 K pour les échantillons UDS-Si15 irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV et recuits à 550 °C.

Certains auteurs associent le deuxième pic à la transition ($D \rightarrow V_{Ga}$) [25], d'autres l'associent à la transition ($D \rightarrow Ge_{As}$) [23]. Rappelons que le germanium, provient de l'effet nucléaire des particules α sur les atomes de gallium et d'arsenic. Ce dernier pic apparaît à 1.478 eV dans le cas des UDS-Si16 et à 1.476 eV dans le cas des UDS-Si15. Ceci est dû aussi à la différence de dopage entre les deux types d'échantillons.

La figure 4-3 montre que pour les faibles fluences, le pic relatif à l'impureté de carbone est le plus intense de tous les pics du spectre. Mais, au fur et à mesure que la fluence d'irradiation augmente, l'intensité du pic qui se trouve à la position énergétique 1.478 eV augmente, tout en dominant le spectre à la fluence $10^{14} \alpha/cm^2$. Une comparaison de l'intensité de ce dernier pic avec celle du pic de carbone à cette fluence, montre que la première est sept fois plus grande que la deuxième. Ainsi, la concentration de l'impureté relative au pic à 1.478 eV sera sept fois plus grande que celle des atomes de carbone, c'est à dire elle est de l'ordre de 3.5×10^{15} impuretés par cm^3 . Ceci en tenant compte que la densité de carbone dans ces échantillons est de l'ordre de $5 \times 10^{14} C/cm^3$ [38]. Une telle valeur de (3.5×10^{15}) densité d'impuretés relatives au pic à 1.478 eV, rend la supposition d'associer ce pic à la transition ($e \rightarrow Ge_{As}$) moins juste. En effet, des études expérimentales utilisant la spectroscopie gamma, faites sur le GaAs irradié par des articles alpha d'énergie 20 Mev et ayant une fluence de $10^{16} \alpha/cm^2$, ont mesuré 10^{14} atomes transmutés par cm^3 [12]. Cette densité d'atomes transmutés est inférieure à celle du carbone bien que l'énergie ainsi que la fluence de la particule soient plus importantes que celles utilisées dans notre travail, facteurs qui favorisent davantage la transmutation nucléaire. Ainsi, on peut conclure que le pic à 1.487 eV correspond bien à la lacune de gallium pour les UDS-Si16.

Pour les échantillons UDS-Si15 et comme le montre la figure 4-4, l'intensité du pic à la position énergétique 1.476 eV est très faible. Ceci est surtout vrai pour les faibles fluences d'irradiation, au point qu'on ne peut le mettre en évidence qu'en faisant un balayage à faible vitesse (figure 4-5). Ainsi, on peut en déduire que l'introduction du

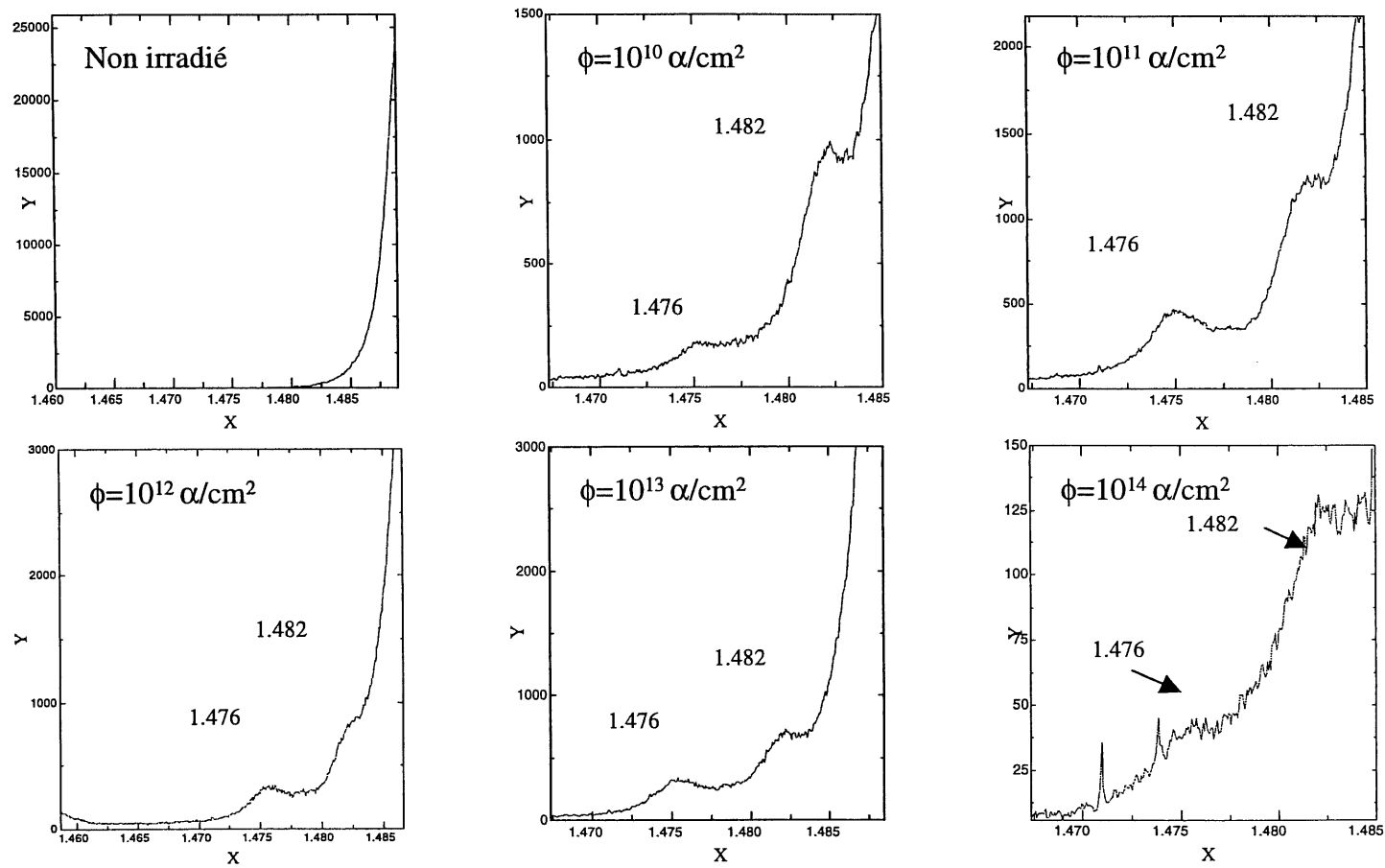


Figure 4-5 : Spectres de PL à 4.8 K pour les échantillons UDS-Si15 irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV et recuits à 550 °C, (balayage sur la gamme d'énergie où les nouveaux pic apparaissent suite à l'irradiation).

défaut correspondant à ce pic dépend du dopage. Or, la transmutation s'applique seulement aux atomes du cristal, c'est à dire au gallium et à l'arsenic. Par conséquent, elle est indépendante du dopage, ceci favorise aussi l'hypothèse d'associer le pic à la position énergétique 1.476 eV à la transition ($D \rightarrow V_{Ga}$).

Mécanisme de création des défauts V_{Ga} et Si_{As}

Lors de l'irradiation, une particule incidente très énergétique interagit avec les atomes du cristal. Elle perd une partie de son énergie selon différents processus qui dépendent de la nature de l'interaction. Dans notre cas, étant très énergétique, la particule alpha interagit avec la matière à travers les forces nucléaires. Les collisions dans ces conditions là, sont inélastiques et elles peuvent entraîner des déplacements atomiques. Ainsi, les atomes de gallium et d'arsenic sont déplacés de leurs sites pour occuper des positions interstitielles. Par conséquent, des lacunes de gallium V_{Ga} et d'arsenic V_{As} sont créées. D'après les spectres des figures 4-3 et 4-4 qui mettent en évidence le Si_{As} , on trouve que les atomes de Si quittent des sites de gallium pour occuper des sites d'arsenic. Cela prouve bien que l'atome de silicium est plus stable sur un site d'arsenic que sur un site de gallium.

4-2 Caractérisation de l'effet d'irradiation par des mesures de transport d'effet Hall

Il était impossible d'effectuer des mesures de transport sur les échantillons non dopés AKT avant et après irradiation, car ces derniers étaient très résistifs. Par contre, ces mesures étaient possibles pour les échantillons UDS-Si15 et UDS-Si16.

Les mesures électriques d'effet Hall permettent de déterminer les valeurs de la densité et de la mobilité des porteurs à chaque température. Ainsi, on a pu examiner leurs variations en fonction de la température. Ces mesures nous fournissent aussi la valeur du coefficient de Hall R_H . À partir du signe de ce dernier, on a tiré des informations sur le

type de conduction. En effet, ce dernier coefficient est positif si la conduction se fait par les électrons et il est négatif lorsque la conduction se fait par des trous (selon la convention utilisée dans nos mesures).

La densité de porteurs est évaluée à chaque température à partir de la formule 4-1 [22].

$$n = \frac{r_H}{R_H \times e} \quad 4-1$$

Avec r_H est le facteur de Hall et e la charge électronique.

Notons que la détermination de la valeur de n est entachée d'erreurs. Ces dernières sont dues essentiellement au phénomène de déplétion, ainsi qu'au fait qu'on considère le facteur de Hall r_H égal à l'unité. Dans ce qui suit, on discutera de ces erreurs.

Erreur liée à la valeur de r_H

Lors des mesures de transport, on a pris r_H égal à l'unité. Mais, en réalité, sa valeur est variable autour de un, dépendamment de plusieurs facteurs comme le type de diffusion, la dégénérescence, le degré de compensation, la température et la valeur du champ magnétique [39, 40]. Concernant la dépendance au type de diffusion : dans la limite non dégénérée, on trouve que ce coefficient prend une valeur de 1.98 lorsque la diffusion se fait par les impuretés ionisées et une valeur de 1.18 quand la diffusion est due au potentiel de déformation en mode acoustique. Par contre, dans la pratique la diffusion est mixte et la valeur de r_H est bien inférieure à 1.98. À noter aussi que r_H tend vers l'unité pour un semiconducteur non dégénéré, lors de l'application d'un champ magnétique qui tend vers l'infini (à partir de 9 teslas pour le GaAs [39]). En plus, il est égal à un pour un semiconducteur dégénéré [22].

Toutefois, il est possible d'éliminer cette source d'erreur et ce en adoptant la technique de mesure suivante : on effectue des mesures de transport à un champ magnétique très intense et on tire les valeurs de $R_H(\infty)$ à chaque température. Ensuite, on refait la même chose au champ magnétique désiré et on tire les valeurs $R_H(B)$. On retrouve ainsi la valeur de facteur de Hall r_H en faisant le rapport entre $R_H(B)$ et $R_H(\infty)$. Mais, il faut signaler qu'on ne peut pas accéder à un champ magnétique très grand avec le matériel disponible (champ magnétique maximum de 1 tesla). C'est à cause de cette limitation qu'on n'a pas pu éliminer cette source d'erreur lors des mesures de transport.

L'erreur résultante du fait qu'on ait pris r_H égal à l'unité s'avère non importante pour les échantillons UDS-Si16 car ces derniers s'approchent des semiconducteurs dégénérés. Par contre, l'erreur n'est pas négligeable pour les échantillons UDS-Si15. Pour cette raison, on a fait la modélisation des courbes de variation de densité de porteurs en fonction de la température sur la gamme de température allant de 20 K à 90 K, en fait, entre ces deux températures, l'erreur est minimale. En effet, des mesures expérimentales faites par Wolfe et Stillman sur le GaAs de type n, faiblement dopé [39], ont montré qu'en supposant r_H égal à l'unité, l'incertitude est de moins que 15% à la température ambiante, moins de 3% à 77 K et elle est plus importante entre ces deux températures. Cela explique bien la présence d'un creux au niveau de cette gamme de température, sur les courbes de variation de densité de porteurs en fonction de la température, pour les échantillons UDS-Si15 (figure 4-8).

Erreur liée au phénomène de déplétion

À l'interface, les électrons des couches épitaxiales migrent vers le substrat pauvre en électrons, laissant derrière eux des impuretés ionisées. Ainsi, la présence de cette charge d'espace développe un champ électrique qui tend à retenir les électrons du côté du substrat. La zone qui a perdu ces électrons, s'appelle zone d'appauvrissement ou zone de déplétion, dont l'épaisseur est ' l_i '. La même chose se produit du côté de la surface libre de l'échantillon, par conséquent une autre zone de déplétion d'épaisseur ' l_s ' est générée.

Ainsi, suite à ce phénomène, l'épaisseur des couches épitaxiales qui contribuent à la conduction est réduite de $(l_s + l_i)$.

Grâce à certains travaux antérieurs [41, 42, 43, 44], on a pu faire des corrections en épaisseur en fonction de la densité de porteurs et de la température. On retrouve donc la valeur corrigée de densité de porteurs suivant la formule 4-2 :

$$n_c = \frac{n(T) \times t}{t - (l_s + l_i)} \quad 4-2$$

Où t représente l'épaisseur des couches épitaxiales donnée par le fabricant. Les corrections en épaisseur ont été faites pour les UDS-Si16 et les UDS-Si15.

4-2-1 Analyse et interprétation des courbes $n = f(T)$ des échantillons UDS-Si16

Des mesures de transport ont été effectuées sur des USD-Si16, irradiés par des particules alpha avec les fluences 10^{11} , 10^{12} , 10^{13} alpha/cm², et recuits à 550 °C. On a obtenu comme résultats de mesures, les courbes de la variation de la densité de porteurs en fonction de la température (figure 4-6). Chaque courbe correspond à une dose particulière d'irradiation.

La figure 4-6 montre que toutes ces courbes présentent un seul palier de saturation. Ainsi, on les a simulées avec un modèle théorique à un seul niveau d'impureté (équation 3-13). Comme résultat de la modélisation de ces courbes en fonction de la température, nous avons obtenu les paramètres apparaissant au tableau 4-2, ainsi que les courbes de lissage matérialisées en trait épais sur la figure 4-6.

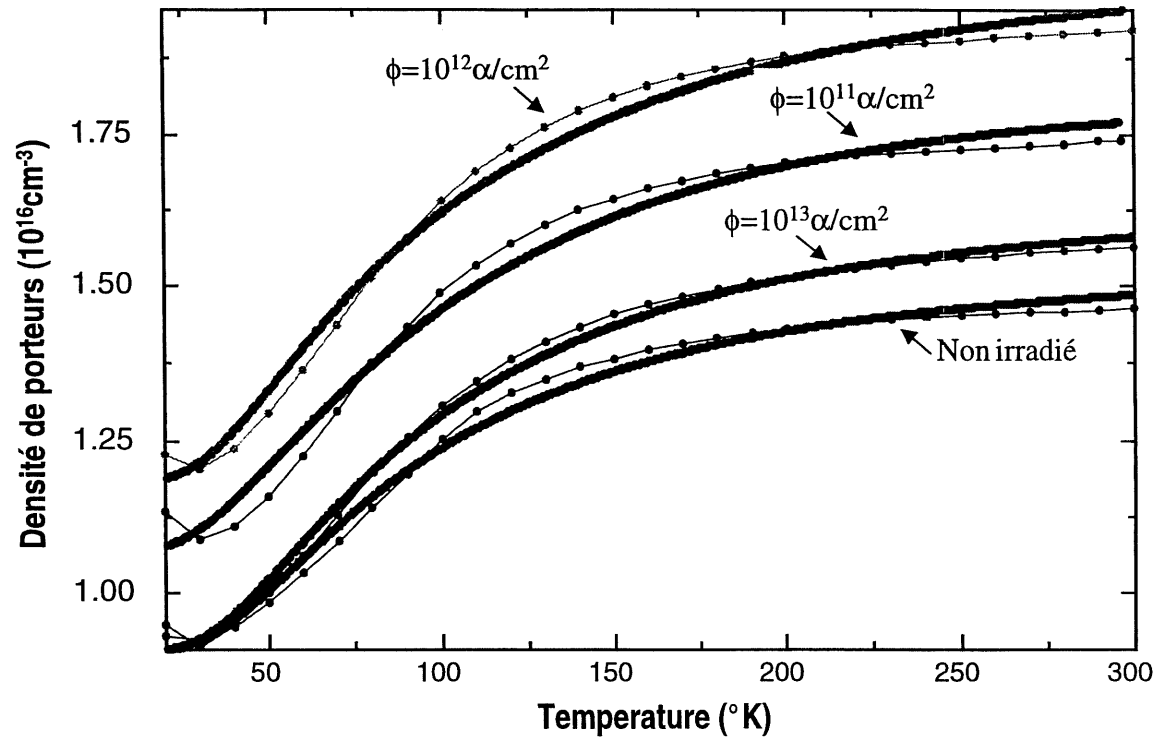


Figure 4-6 : Courbes de variation de la densité de porteurs en fonction de la température, des échantillons UDS-Si16, irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV et recuits à 550 $^{\circ} \text{C}$.

..... : courbes expérimentales.
 — : courbes théoriques

Fluence (alpha/cm ²)	E _d (meV)	N _d (cm ⁻³)	N _{ds} -N _a (cm ⁻³)
0	7.68	6.431 E15	9.072 E15
10 ¹¹	6.44	7.921 E15	1.070 E16
10 ¹²	5.71	8.746 E15	1.183 E16
10 ¹³	7.46	7.550 E15	9.066 E15
10 ¹⁴	De type p		

Tableau 4-2 : Résultats de la modélisation des courbes de la variation de densité de porteurs en fonction de la température, pour les échantillons UDS-Si16.

D'après le tableau ci-dessus, nous constatons que N_d augmente avec la fluence jusqu'à la fluence 10¹² alpha/cm² inclusivement. Ensuite, elle chute à la fluence de 10¹³ alpha/cm², mais tout en restant supérieure à la densité de donneurs avant irradiation. Ces donneurs sont peu profonds, en effet, les valeurs de leurs énergies d'activation E_d sont inférieures à 10 meV [45]. Comme exemples d'impuretés donneurs peu profonds, il y a, le tellure (Te), le sélénium (Se), le germanium (Ge) et le silicium (Si).

Jusqu'à ce stade d'analyse, on s'est rendu compte de deux effets principaux de l'irradiation, à savoir l'effet nucléaire et l'effet de déplacement. Ce dernier effet est matérialisé par l'apparition de V_{Ga} et de Si_{As}. Le Si_{As} résulte du fait que les atomes de Si quittent les sites de gallium pour occuper les sites d'arsenic. Ceci favorise la diminution de Si_{Ga} qui est un défaut donneur peu profond. Ainsi, on trouve que l'effet de déplacement favorise une diminution de la densité des donneurs peu profonds.

Cependant, c'est plutôt une augmentation de cette densité qui a été détectée par les mesures de transport, ceci est nécessairement généré par l'effet nucléaire de l'irradiation. Cela paraît logique, car et comme mentionné plus haut, l'apparition de Ge et de Se par transmutation nucléaire fournit les défauts Ge_{Ga} et Se_{As} qui constituent des impuretés donneurs peu profonds.

Il faut signaler que, plus la densité d'impuretés augmente, plus les niveaux d'impuretés se délocalisent [46], ceci est dû à l'interaction électronique. Par conséquent, on ne considère plus un niveau d'énergie, mais plutôt une bande d'énergie. Dans le cas de donneurs peu profonds, la limite supérieure de la bande d'énergie correspond à des niveaux très proches de la bande de conduction qui sont peuplés par N_{ds} . Ainsi, une augmentation de N_{d} , engendre nécessairement une augmentation de N_{ds} . Ceci affecte la quantité $N_{\text{ds}} - N_{\text{a}}$. Dans ces conditions là, on ne peut pas tirer des informations sur la compensation matérialisée par la valeur N_{a} car cette dernière est incluse dans la quantité $N_{\text{ds}} - N_{\text{a}}$. Toutefois, les spectres de PL de ces échantillons (figure 4-3) confirment bien une augmentation du taux de compensation sous l'effet de l'irradiation. Ceci se traduit par l'apparition des pics relatifs aux défauts accepteurs Si_{As} et V_{Ga} qui s'ajoutent à C_{As} . Ce phénomène est poussé à l'extrême pour l'échantillon irradié avec la fluence 10^{14} alpha/cm². En fait, on a pu détecter à partir des mesures de transport une inversion de signe de R_{H} , ainsi qu'une chute de la mobilité tel qu'illustré par la figure 4-7. Ces deux effets sont des signes d'une inversion du type de dopage. On en déduit alors que l'effet de déplacement causé par l'irradiation et qui se traduit par la création d'impuretés accepteurs est très important. En effet, il cause une inversion de type d'un semiconducteur fortement dopé.

4-2-2 Analyse et interprétation des courbes $n = f(T)$ des échantillons UDS-Si15

Les mesures de transport, effectuées sur les échantillons UDS-Si15, irradiés par des particules alpha avec les fluences 10^{11} , 10^{13} , 10^{14} et 10^{15} alpha/cm², étaient impossibles même après recuit car ces derniers étaient trop résistifs. Cette forte

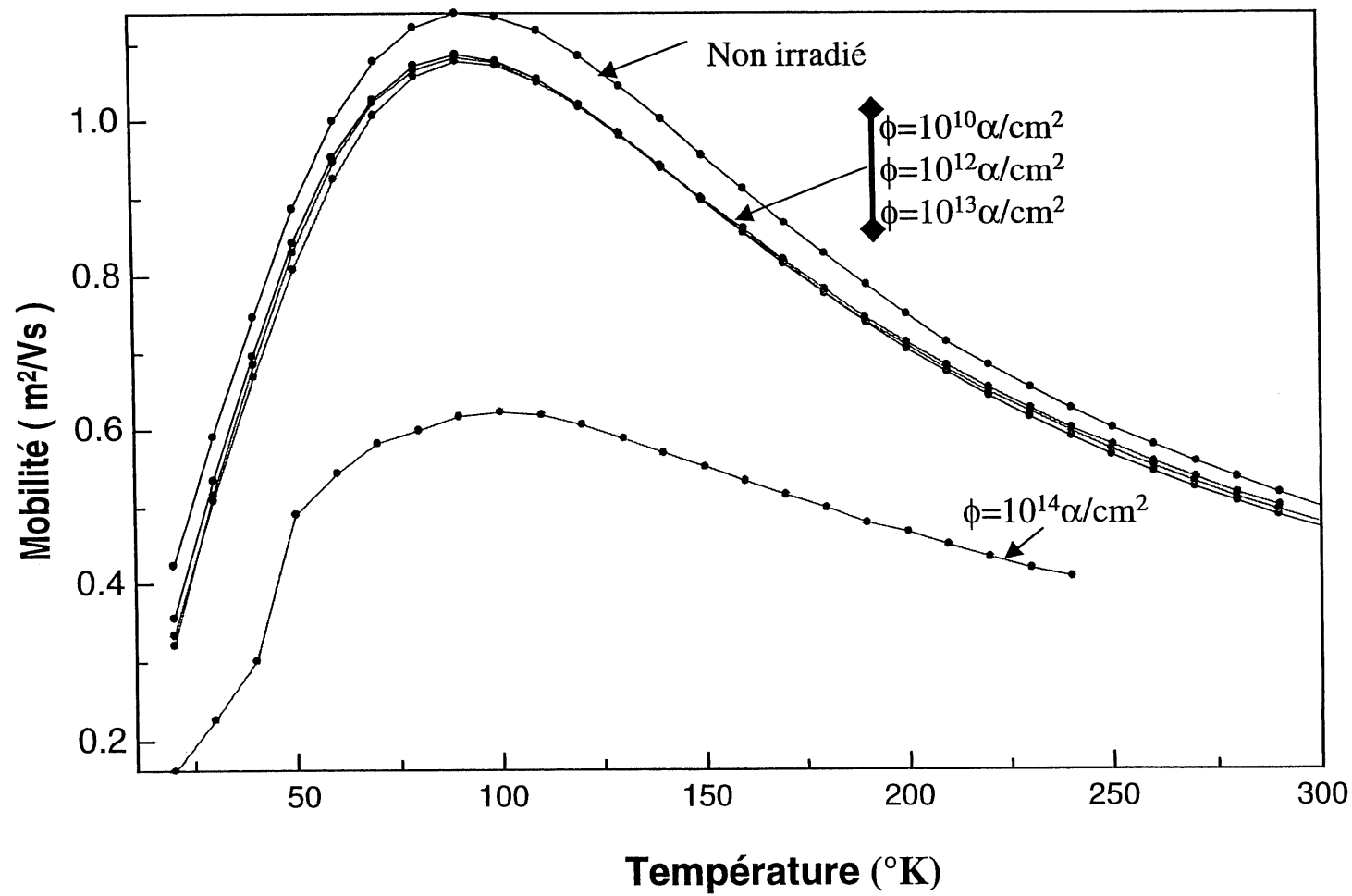


Figure 4-7 : Courbes (experimentales) de variation de la mobilité des porteurs en fonction de la température, des échantillons UDS-Si16, irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV et recuits à 550 $^\circ\text{C}$.

résistivité peut être due aux contacts non-ohmiques ou bien à l'effet de l'irradiation. Par contre, nous avons réussi à faire ces mesures pour des échantillons irradiés avec les fluences 10^{10} et 10^{12} alpha/cm² et recuits à 550 °C. On a obtenu comme résultats de mesures, les courbes de la variation de densité de porteurs en fonction de la température, tel qu'illustré sur la figure 4-8.

La modélisation de ces courbes par l'équation théorique 3-13, donne des paramètres présentés dans le tableau 4-3. Les courbes de lissage sont matérialisées en trait fort sur la figure 4-8.

Fluence (alpha/cm ²)	E _d (meV)	N _d (cm ⁻³)	N _{ds} -N _a (cm ⁻³)
0	7.89	7.055 E14	4.621 E14
10 ¹⁰	9.02	8.550 E14	3.555 E14
10 ¹²	8.80	8.083 E14	1.728 E14

Tableau 4-3 : Résultats de la modélisation des courbes de la variation de densité de porteurs en fonction de la température, pour les échantillons UDS-Si15.

D'après le tableau ci-dessus, on remarque que, suite à l'irradiation par les particules alpha, la densité de donneurs N_d augmente. Les énergies d'activation E_d sont inférieures à 10 meV. Donc il s'agit bien de donneurs peu profonds [45] dont l'origine et comme pour le cas des UDS-Si16 est associée à l'effet nucléaire de l'irradiation.

En plus, on trouve que N_{ds}-N_a diminue avec la fluence, chose qui est due nécessairement à l'augmentation de N_a. Ceci est aussi confirmé par les mesures de PL et

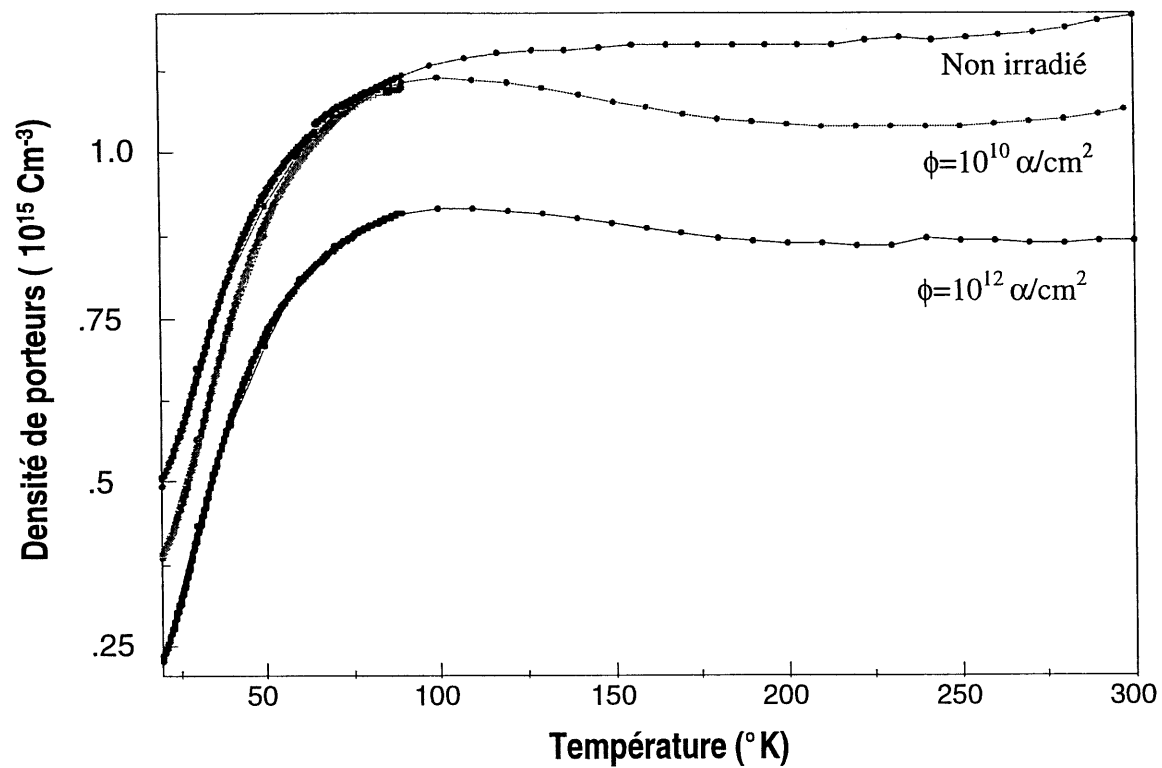


Figure 4-8 : Courbes de variation de la densité de porteurs en fonction de la température, des échantillons UDS-Si15, irradiés avec des particules alpha d'énergie 15 MeV et recuits à 550 °C.

—•— : Courbes expérimentales.
 — : Courbes théoriques

se traduit comme pour le cas des UDS-Si16, par l'apparition des pics relatifs aux défauts accepteurs Si_{As} et V_{Ga} .

CHAPITRE 5

CONCLUSION

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'étude de l'effet de l'irradiation par des particules alpha énergétiques (ayant une énergie de 15 MeV) sur le GaAs. L'étude a porté sur des échantillons dopés au silicium (de type n), ainsi que sur des échantillons intentionnellement non dopés. Afin de pouvoir bien caractériser cet effet d'irradiation, nous avons procédé à des mesures optiques de photoluminescence et à des mesures électriques d'effet Hall.

Notre travail a permis de détecter deux effets principaux de l'irradiation : le premier effet est désigné par l'effet de déplacement, alors que le deuxième effet est désigné par l'effet nucléaire.

Nous avons pu constater que l'effet de déplacement est accentué pour les échantillons de type n, et surtout pour ceux fortement dopés (UDS-Si16). Cet effet se traduit en l'occurrence par l'apparition de défauts accepteurs à savoir le Si_{As} (silicium sur un site d'arsenic) et le V_{Ga} (lacune de gallium). Le Si_{As} résulte du déplacement des impuretés de silicium qui occupaient des sites de gallium, vers des sites d'arsenic. Il faut signaler qu'il nous a été un peu difficile d'identifier le V_{Ga} car la lacune de gallium et le Ge_{As} , sont deux défauts qui se trouvent à la même position énergétique. En plus, ils peuvent se produire tous les deux sous l'effet de l'irradiation par des particules alpha énergétiques. Toutefois, nos résultats expérimentaux nous mènent à confirmer qu'il s'agit bien de la lacune de gallium. En effet, nous avons trouvé que la densité de ce défaut est de l'ordre 3.5×10^{15} impuretés par cm^3 pour l'échantillon UDS-Si16 irradié avec la fluence $10^{14} \alpha/\text{cm}^2$. Une telle densité est environ 35 fois plus importante que la densité d'impuretés (10^{14} impuretés/ cm^3) qui peut être introduite par effet de transmutation nucléaire. En outre, nous avons trouvé que la densité de lacunes de gallium introduites par

irradiation est très faible pour les échantillons UDS-Si15, alors qu'elle est très importante pour les échantillons UDS-Si16. Or, s'il s'agit de Ge_{As} , son introduction doit être indépendante du dopage, car la transmutation nucléaire ne s'applique qu'aux atomes du matériau, c'est à dire le gallium et l'arsenic. Il est probable que le Ge_{As} existe vraiment, mais il se trouve masqué par la lacune de gallium qui existe en grande densité.

L'introduction de ces défauts accepteurs, c'est à dire la lacune de gallium V_{Ga} et le Si_{As} , devient même extrêmement importante pour l'échantillon UDS-Si16 lorsqu'il est irradié avec la fluence $10^{14} \alpha/\text{cm}^2$. Ceci est bien justifié par la forte intensité des pics de PL relatifs à ces défauts (figure 4-3). Ainsi, la densité de ces défauts accepteurs est grande au point d'inverser le type de conduction, bien que ce dernier soit fortement dopé. Cet effet a été mis en évidence par les mesures de transport d'effet Hall et se traduisant par un changement de signe du coefficient de Hall R_{H} et par une chute de la mobilité de Hall.

Les échantillons non dopés (AKT) offrent la meilleure chance d'observer l'effet nucléaire. Cet effet se traduit par l'apparition de Ge_{As} résultant de la transmutation du gallium en germanium. Toutefois, le taux de transmutation est très faible. En effet, nous avons trouvé que l'intensité du pic relatif à Ge_{As} est plus faible que celle des pics relatifs aux impuretés résiduelles, à savoir le Zn et le C qui se trouvent déjà en faible densité (figure 4-1). Rappelons que le dopage par transmutation nucléaire est une technique de dopage très importante. En effet, elle permet l'obtention d'une distribution homogène de dopant dans les semiconducteurs. Dans notre cas, nous avons trouvé que cette technique de dopage par des particules alpha d'énergie 15 MeV n'est pas tout à fait fiable car elle introduit une densité de dopant plus faible que celle des impuretés résiduelles. Néanmoins, si nous tenons au dopage par les particules alpha, il faut appliquer alors ces irradiations sur des échantillons très purs. En général, nous choisissons ce genre d'échantillons pour la raison suivante : ces derniers contiennent des impuretés résiduelles en densité encore plus faible que celle des impuretés résiduelles existant dans les échantillons AKT, ce qui rend le dopage plus fiable. Toutefois, si la disponibilité d'échantillons très purs est restreinte, on pourra penser à faire des irradiations avec des particules alpha encore plus énergétiques. Car, ayant une énergie plus importante, la

particule irradiante atteint l'énergie seuil d'un plus grand nombre de réactions nucléaires, en plus, les réactions ayant les plus faibles énergies seuil contribuent davantage à la transmutation. Par conséquent le taux de transmutation devient plus intéressant.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] D.V. Lang, L. C. Kimerling, S.V. Leung, J. Appl. Phys., vol. 47, p : 3587, (1976).
- [2] G. Guillot, S. Loualiche, A. Nouailhat, G. M. Martin, Inst. Phys. Conf. Ser., n° 59, p : 323, (1981).
- [3] R. Wörner, U. Kaufman, J. Schneider, Appl. Phys. Lett., vol. 40, p : 141, (1982).
- [4] H.V. Bardeleben and J. C. Bourgoin, Phys. Rev. B, vol. 33, p : 2890, (1986).
- [5] L. W. Aukermann and R. D. Graft, Phys. Rev., vol. 127, p : 1576, (1962).
- [6] H. Ghamlouch, M. Aubin and C. Carlone, J. Appl. Phys., vol. 74 (7), p : 4357, (1993).
- [7] M. Parenteau, C. Carlone, and S. M. Khanna, J. Appl. Phys., vol. 41, p : 3088, (1992).
- [8] Sh. M. Mirianashvili and D. I. Nanobashvili, Soviet Physics Semiconductors, vol. 4, N° : 10, p : 1612, (1971).
- [9] V. A. Didik, R. Sh. Mailovich and E. A. Skoryatina, Semiconductors, vol. 27, p : 148, (1993).
- [10] M. Satoh and K. Kuriyama, J. App. Phys., vol. 67 (7), p : 3542, (1990).
- [11] K. Lark-Horowitz, Nuclear Irradiation of Semiconducting Materials, Ed. V. M. Tuchkevitch, Izd. In. Lit., Moscow, p : 62, (1954).

- [12] L. F. Zakharenkov, V. V. Kozlovskii, and B. A. Shustrov, Phys. Stat. Sol., vol. (a) 117, p : 85, (1990).
- [13] J. H. M. Stoelinga, David M. Larsen, W. Walukiewicz, R. L. Aggarwal, Carl O. Bozler, J. Phys. Chem. Solids, vol. 39, p : 873, (1978).
- [14] M. A. Vesaghi, Phys. Rev. B., vol. (25), p : 5436, (1982).
- [15] V. N. Brudnyi, V. A. Novikov, V. V. Peshev, N. G. Kolin and A. G. Noifekh, Fiz. Tekh. Poluprovodn., vol. 31, p : 811, (1997).
- [16] S. P. Najda, S. Holmes and F. Kuchar, Semicond. Sci. Technol., vol.4, p : 791, (1989).
- [17] P. D. Green, Solid State Communications, vol. 32, p : 325, (1979).
- [18] N. I. Akulovich, V. A. Bykovskii, L. I. Utenko, V. F. Shokh and V. V. Petenko, Fiz. Tekh. Poluprovodn., vol. 30, p : 285, (1996).
- [19] Annie Mircea-Roussel, Photoluminescence des composes III-V, ACTA Électronica, vol. 24 (3), p : 273, (1981/1982).
- [20] L. J. Van der Pauw, Phil. Res. Rep., vol. 13, p : 1, (1958).
- [21] G. E. Stillman and C. M. Wolfe, Thin Solid Films, vol. 31, p : 69, (1976).
- [22] David C. Look, Electical caracterisation of GaAs materials and devices, (1989).

- [23] D. J. Ashen, P. J. Dean, D. T. J. Hurle, J. B. Mullen and A. M. White, J. Phys. Chem. Solids, vol. 36, p : 1041, (1975).
- [24] C. Aktik, dépt de G. E., Université de Sherbrooke, communication privée.
- [25] A. Jorio, Mémoire de thèse faculté des sciences Université de Sherbrooke 1995.
- [26] V. L. Vovnenko, K. D. Glinchuk and A. V. Prokhorovich, Sov. Phys. Semicond., vol. 13, p : 676, (1979).
- [27] K. D. Glinchuk, N. S. Zayats and A.V. Prokhorovich, Sov. Phys. Semicond., vol. 17 (4), p : 471, (1983).
- [28] V. M. Goldschmidt, Trans. Faraday Society, 14th (1929).
- [29] J. S. Blakemore, J. App. Phys., vol. 53, p : 123, (1982).
- [30] M. K. Nissen, A. Villemaire, and M. L. W. Thewalt, Phys. Rev. Lett., vol. 67, p : 112, (1991).
- [31] Y. Yu and D. C. Reynolds, J. Appl. Phys., vol. 53, p : 1263, (1982).
- [32] J. U. Patel, J. G. Williams, G. E. Stillman, J. Appl. Phys., vol. 73 (8), p : 3734, (1993).
- [33] Willardson Beer, Semiconductors and semimetals, vol. 10, (1975).
- [34] B. R. Nag, Électron transport in compound semiconductors, (1980).
- [35] J. S. Blackmore, Solid State Physics, (1974).

- [36] V. A. Didik, V. V. Kozlovski, R. Sh. Malkovich and E. A. Skoryatina, Semiconductors, vol. 27 (2), p : 189, (1993).
- [37] H.W. Kunert and D. J. Brink, J. Appl. Phys., vol. 81 (10), p : 6948, (1997).
- [38] Lars Samuelson and Anders Gustafsson, Phys. Rev. Lett., vol. 74, p : 2395, (1995).
- [39] G. E. Stillman, C. M. Wolfe and J. O. Dimmock, J. Phys. Chem. Solids, vol. 31, p : 1199, (1970).
- [40] D. L. Rode and C. M. Wolfe, G. E. Stillman, J. Appl. Phys., vol. 54 (1), p : 10, (1983).
- [41] Amitabh Chandra, Colin E. C. Wood, David W. Woodard and Lester F. Eastman, Solid State Electronics, vol. 22, p : 645, (1979).
- [42] T. R. Lepkowski, R. Y. DeJule, N. C. Tien, M. H. Kim, and G. E. Stillman, J. Appl. Phys., vol. 61 (10), p : 4808, (1987).
- [43] A. M. Goodman, J. Appl. Phys., vol. 34, p : 329, (1963).
- [44] S. Mönch., Thin Solid Film, vol. 104, p : 285, (1983).
- [45] J. Basinski, Can. J. of Phys., vol. 44, p : 941, (1966).
- [46] H. C. Casey, M. B. Panish, Heterostructure Lasers, chapitre : 3, p : 110.